

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ФИЗИКА ТРАНЗИСТОРОВ*)****В. Шокли****§ 1. ВВЕДЕНИЕ**

Для большей наглядности я намерен часто пользоваться в этой лекции сопоставлением обычных вакуумных и газонаполненных электронных приборов с приборами новой транзисторной полупроводниковой электроники.

Старая электроника основана на возможности получения хорошего вакуума. Обычные электронные приборы можно представлять себе как идеальный вакуум с введенными в него электронами, атомами, ионами, проводящими и изолирующими деталями.

Идеальному вакууму обычной электроники в транзисторной электронике соответствует идеальный кристалл. Под идеальным кристаллом подразумевается геометрически идеальное размещение атомов, т. е. такое размещение, при котором атомы правильно расположены вдоль прямых и в плоскостях на протяжении всего кристалла, так что нет ни пустых узлов, ни атомов в междоузлиях, ни чужеродных атомов. Более того, электронная структура кристалла (структура валентных оболочек) также должна быть идеальной, так что нигде в кристалле нет недостающих или избыточных электронов.

Из современной квантовой теории твердого тела известно, что определенный таким образом идеальный кристалл должен попасть в один из двух обширных классов: металлов или изоляторов. В случае металла электроны, осуществляющие связь между атомами, могут свободно перемещаться в кристалле. В этой лекции я не буду рассматривать теорию обычной металлической проводимости, а металлы, если и будут упоминаться в ней, то лишь в качестве проводов или вводов соответствующих полупроводниковых устройств. Изоляторы распадаются на несколько типов. Те, о которых пойдет речь в дальнейшем, характеризуются парноэлектронной связью. Они кратко рассмотрены ниже при описании алмазной ешетки. Роль других типов изоляторов, например ионных и молекулярных кристаллов, в нашем случае несущественна.

Транзисторная электроника оперирует с заряженными частицами, удобными заряженным частицам обычной электроники (электронам и ионам). При этом атомы химических примесей играют роль атомов и ионов, нарушения электронной структуры—роль подвижных электронов обычной электроники. Однако число различных частиц в полупроводниковой электронике несколько больше. Так, в добавление к подвижным отри-

*) 46-я лекция кельвиновских чтений, прочтенная 21 апреля 1955 г. известным американским физиком В. Шокли, получившим Нобелевскую премию 1956 г. за работы той области. The Proceedings of the Institution of Electrical Engineers 103B, 23—41, 7 (1956). Перевод Ю. В. Илизовского.

цательным зарядам, соответствующим обычным электронам, здесь имеются также сравнительно подвижные положительные заряды. Некоторое отличие имеется и в отношении ионов: в транзисторной электронике одинаково стабильны ионы обоих знаков. Подобно газовым ионам они нейтрализуют пространственный заряд и ослабляют электрические поля. Кроме того, они играют в транзисторах ту же роль, что и металлические детали в вакуумных приборах.

Значительная часть лекции будет посвящена рассмотрению того, почему это возможно и как это достигается на практике.

Из предыдущего ясно, что транзисторная электроника основана на наличии различного рода нарушений правильного строения кристалла. На языке физики твердого тела эти нарушения называются дефектами. Для того чтобы понять основы физики и электроники транзисторов, необходимо иметь некоторое представление о пяти основных видах дефектов. В первой части лекции я введу понятие об этих дефектах и расскажу об их основных свойствах. Затем я опишу технологию, позволяющую контролировать количество и характер дефектов, содержащихся в кристалле, предназначенном для изготовления полупроводниковых приборов. Для того чтобы показать, каким образом взаимодействие дефектов приводит к результатам, представляющим интерес с точки зрения электроники, я рассмотрю природу и свойства (p—n)-переходов.

В заключение лекции будут изложены некоторые новые физические представления, касающиеся свойств указанных элементарных дефектов. Возникновение этих представлений стало возможным благодаря успехам техники изготовления и исследования кристаллов, достигнутым в процессе развития полупроводниковой технологии.

Имеется много материалов, пригодных для изготовления транзисторов. Однако в этой лекции основное внимание будет обращено на германий и кремний. Наибольшее количество исследований, выполненных к настоящему времени, касалось свойств германия; по всей видимости, следующим всесторонне изученным полупроводником будет кремний.

Из этих двух элементов германий легче поддается контролю и очистке, но кремний имеет другие преимущества. Основным преимуществом кремния по сравнению с германием является то, что транзисторы или другие полупроводниковые приборы, изготовленные из кремния, способны удовлетворительно работать при более высоких температурах, чем соответствующие германиевые приборы. Главная причина этого заключается видимо, в том, что атомы кремния связаны более прочно, чем атомы германия. Вследствие большей прочности связи кремний имеет более высокую температуру плавления, поэтому труднее найти подходящие тигельные материалы для обработки кремния и, следовательно, труднее проводить очистку. С другой стороны, более прочная связь атомов в кремнии приводит к тому, что его электронная структура менее чувствительна к тепловым воздействиям, и поэтому кремний можно использовать при более высокой температуре. Возможность работы кремниевых приборов при высокой температуре имеет большое значение для многих областей техники, в особенности для удовлетворения жестких требований, предъявляемых военными применениями, такими, как управляемые снаряды и авиация.

Заканчивая это введение, я хотел бы отметить, что те достижения, о которых здесь говорится, принадлежат большому числу лиц и организаций. Было бы чрезмерным бременем и для читателей, и для автора дать столь подробные ссылки, чтобы нарисовать точную картину сравнительной важности всех этих работ. По этой причине ссылки ограничиваю

лишь указанием на источники, из которых извлечены приводимые данные, а также на авторов и изобретателей, которым принадлежат особенно важные идеи ¹⁻⁸.

§ 2. ПЯТЬ ОСНОВНЫХ ВИДОВ ДЕФЕКТОВ

Иллюстрацией того, что представляет собой вакуум в транзисторной электронике, может служить рис. 1, изображающий расположение атомов в алмазной решетке. Этот тип структуры очень важен, так как ему соответствует расположение атомов в кремнии и германии. Эти элементы вместе с углеродом (элемент, модификацией которого является алмаз) принадлежат к IV группе периодической системы. Все они четырехвалентны, т. е. атомы их имеют по четыре сравнительно слабо связанных электрона, участвующих в химических реакциях.

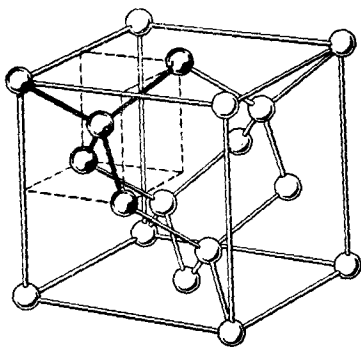


Рис. 1. Расположение атомов в решетке алмаза. Каждый атом окружен четырьмя ближайшими соседями.

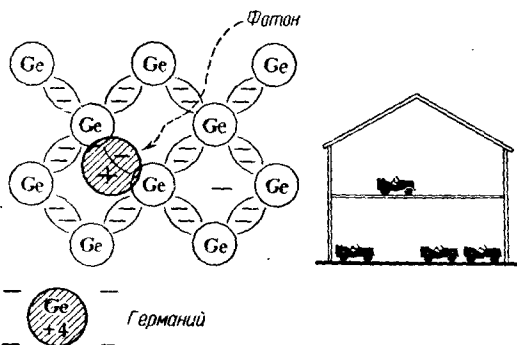


Рис. 2. При поглощении фотона (траектория которого на рисунке изображена волнистой прерывистой линией) электрон может быть выбит из парно-электронной связи и переведен в более высокое энергетическое состояние, в котором он является избыточным. Образующаяся незаполненная связь называется дыркой.

Вследствие четырехвалентности атомы углерода, кремния и германия образуют химическую связь с четырьмя ближайшими соседями. Атом, выделенный на рис. 1, имеет четыре симметрично расположенных соседних атома; таково же окружение всех остальных атомов алмазной структуры. На рис. 1 атомы, являющиеся ближайшими соседями, соединены между собой стержнями. Эти стержни символически изображают парно-электронную или ковалентную связь. Каждая из таких связей осуществляется двумя электронами, по одному от каждого из атомов.

Кристалл, подобный изображенному на рис. 1, в котором расположение атомов идеально и все электроны попарно образуют ковалентные связи, является изолятором. Электроны в нем связаны и не могут переносить ток в электрическом поле. Чтобы сделать такой кристалл проводящим, необходимо создать дефекты электронной структуры. Этого можно достичь рядом способов.

В качестве первого из способов создания дефектов электронной структуры в германии и кремнии рассмотрим способ, изображенный на рис. 2. В этом случае квант света (фотон) проникает внутрь кристалла. Если энергия фотона достаточно велика, то он может разорвать одну из связей. Выбываемый электрон перебрасывается в какую-либо другую область кристалла. В новом окружении электрон является уже избыточным с точки зрения образования ковалентной связи и поэтому сообщает этой области отрицательный заряд. Там, откуда ушел электрон, остается незапо-

ненная ковалентная связь. В физике полупроводников такая незаполненная связь называется дыркой. Очевидно, что соответствующая область кристалла заряжена положительно, так как она была нейтральной до удаления электрона.

В дальнейшем на рисунках избыточный электрон обозначается знаком «минус», а дырка—знаком «плюс», чтобы указать на знак заряда, связанного с этими дефектами. В транзисторной электронике вообще не приходится иметь дело с валентными электронами, образующими идеальную связь, или с более сильно связанными электронами внутренних атомных оболочек. Поэтому замена термина «избыточный электрон» термином «электрон» не приводит к недоразумениям. Плотности этих дефектов, т. е. число их, приходящееся на 1 см^3 , будем обозначать символами n_e и n_h (как показано в таблице I) для электронов и дырок соответственно. Остальные виды дефектов, приведенные в этой таблице, рассматриваются позднее в этом же разделе.

Таблица I
Основные виды дефектов

Наименование	Символ	Концентрация, см^{-3}
Электрон (избыточный) .	—	n_e
Дырка	+	n_h
Центр рекомбинации . .	□	—
Донор	⊕	n_d
Акцептор	⊖	n_a

Ряд основных проблем физики полупроводников связан с особенностями поведения дырок и электронов. В пределах лекции практически невозможно полностью изложить теоретические представления о свойствах этих «частиц». Однако я еще вернусь вкратце к этому вопросу в конце лекции и отмечу большой прогресс, достигнутый в этой области как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении.

В дальнейшем дырки и электроны можно представлять себе как частицы и их поведение считать аналогичным поведению электронов при газовом разряде. Таким образом, избыточный электрон движется в кристалле как броуновская частица, имея определенную длину свободного пробега и испытывая столкновения с ионами решетки. На его движение влияет также фактор, отсутствующий в газоразрядных трубках,—тепловые колебания кристаллической решетки. Наличие тепловых колебаний, т. е. теплового движения атомов кристалла, приводит к дополнительным столкновениям электрона, уменьшая среднюю длину его свободного пробега и увеличивая электрическое сопротивление полупроводника.

Беспорядочное движение, вызываемое толчками атомов, совершающих тепловые колебания, приводит к рассеянию электронов. Если бы в кристалле германия при комнатной температуре появились свободные электроны, то в результате хаотичности их движения они распространились бы по всему кристаллу. При внесении кристалла в электрическое поле на беспорядочное движение накладывалась бы постоянная составляющая и электроны дрейфовали бы в кристалле наподобие электронного «ветра». Этот «ветер» соответствует движению электрических зарядов и, следовательно, току. Таким образом, избыточные электроны являются носителями тока в кристалле.

Выражения «диффузия» и «дрейф» используются соответственно для обозначения беспорядочного движения, вызываемого тепловыми колеба-

ниями, и согласованного движения, вызываемого наличием электрического поля. В большинстве случаев эти движения аддитивны, так что полное движение является суммой двух эффектов. Дрейф количественно характеризуется подвижностью. Скорость дрейфа прямо пропорциональна напряженности электрического поля, причем коэффициент пропорциональности и представляет собой подвижность.

Например, скорость дрейфа электронов в германии при комнатной температуре в поле 1 в/см составляет около 3900 см/сек , так что подвижность равна $3900 (\text{см/сек})/(\text{в/см})$ или $3900 \text{ см}^2/\text{в}\cdot\text{сек}$. Коэффициент диффузии измеряется в $\text{см}^2/\text{сек}$ и оказывается просто связанным с подвижностью. Эта связь определяется соотношением: коэффициент диффузии = подвижности $\times kT \text{ эв}$; обсуждение этого интересного теоретического вопроса можно найти во многих работах. То обстоятельство, что скорость дрейфа прямо пропорциональна напряженности электрического поля, является основой закона Ома, так как приводит к тому, что ток прямо пропорционален напряжению. В сильных электрических полях в германии пропорциональность и закон Ома не имеют места—другая интересная черта физики транзисторов, выходящая за рамки данной лекции.

Хотя формальное описание поведения дырки не труднее, чем описание поведения электрона, очень трудно наглядно представить себе механизм движения дырок. Когда электрон переходит из нормального состояния, соответствующего ковалентной связи, в более высокое энергетическое состояние, то, как это изображено схематически на рис. 2, в нижнем энергетическом состоянии остается дырка. Эта дырка также может двигаться в кристалле. Если сравнивать движение дырки с движением про-света в густом уличном движении, то казалось бы, что хотя дырка и может двигаться путем некоего механизма смещения, движение ее значительно менее свободно, чем движение электрона. Однако такая аналогия приводит к неправильным выводам: как теория, так и эксперимент показывают, что дырки в полупроводниках обладают почти такой же подвижностью, как электроны. Как и избыточные электроны, их можно считать частицами, претерпевающими хаотическое броуновское движение, но имеющими среднюю длину свободного пробега несколько меньшую, чем электрон.

Если идеальный и, следовательно, непроводящий полупроводник подвергается световому облучению, то, как изображено на рис. 2, создаются электронно-дырочные пары и кристалл становится проводящим. Если такой кристалл поместить в электрическое поле, то электроны и дырки приходят в движение: дырки, будучи положительно заряженными, движутся в направлении поля, а отрицательно заряженные электроны— в обратном направлении. Если освещение прекращается, т. е. прекращается образование добавочных электронно-дырочных пар, то фотопроводимость постепенно исчезает, так как электроны рекомбинируют с дырками.

Очевидно, что процесс, изображенный на рис. 2, приведет к увеличению проводимости кристалла кремния или германия за счет увеличения числа носителей тока. Такое увеличение проводимости известно под названием «фотопроводимости». Если освещение прекращается, то фотопроводимость спадает, так как электронно-дырочные пары, созданные светом, рекомбинируют, электроны застревают в дырках и образуют нормальную ковалентную связь.

Хотя проводимость и падает после выключения света, она не достигает нуля в силу закона действующих масс, связывающего концентрации дырок и электронов. Закон действующих масс в применении к дыркам и электронам аналогичен химическому закону действующих масс, который, например, в случае разложения воды на ионы H^+ и OH^- утверждает, что

произведение концентраций водородных и гидроксильных ионов—величина постоянная при данной температуре.

Подобно этому в полупроводниках произведение концентраций электронов и дырок зависит только от температуры:

$$n_e n_h = 10^{38} e^{-W/kT}. \quad (1)$$

Предэкспоненциальный множитель столь незначительно зависит от температуры, что в дальнейшем этой зависимостью можно пренебречь. Вторым множитель сильно зависит от температуры и входит не только в уравнение (1), но и во многие другие важные уравнения, описывающие процессы в полупроводниках. (По причинам, здесь не рассматриваемым и связанным с принципом Паули, уравнение (1) должно быть видоизменено при концентрации носителей, большей чем 10^{19} см^{-3} .)

Этот сильно зависящий от температуры множитель равен e , основанию неперовых логарифмов, возведенному в степень, равную отношению двух энергий. Числитель дроби W —это энергия, идущая на образование пары электрон-дырка, а знаменатель kT —тепловая энергия частицы. Как хорошо известно, тепловая энергия частицы в статистической физике определяется на основании закона о равнораспределении энергии. Закон этот утверждает, что на любую элементарную частицу независимо от ее массы или заряда при данной температуре приходится в среднем одно и то же количество энергии теплового движения, прямо пропорциональное абсолютной температуре. Коэффициент пропорциональности k известен под названием постоянной Больцмана. Весь множитель $e^{-W/kT}$ называется фактором Больцмана.

Из уравнения (1) видно, что при низкой температуре показатель становится большим отрицательным числом, так что произведение $n_e n_h$ мало, в то время как при высокой температуре экспоненциальный множитель приближается к единице.

Фактор Больцмана играет важную роль в физике и электронике транзисторов. Он разрешает конфликт между стремлением частиц отдать избыточную энергию и занять более низкое энергетическое состояние и тепловым движением, перебрасывающим частицы на более высокие энергетические уровни. В уравнении (1) подчеркнута температурная зависимость фактора Больцмана. С ростом температуры тепловое движение переводит все большее число электронов из нижних энергетических состояний, соответствующих правильному образованию связей, в более высокие, где эти электроны являются избыточными. В других случаях будет подчеркнута зависимость фактора Больцмана от энергии. Первый такой случай мы кратко рассмотрим при сравнении свойств кремния и германия.

В дальнейших разделах лекции мы увидим, как фактор Больцмана можно использовать для анализа влияния электрического поля. В присутствии электрического поля избыточный электрон или дырка имеют различную энергию в различных частях кристалла. Иногда при этом имеет место тепловое равновесие, тогда изменение концентрации носителей от точки к точке зависит от изменений фактора Больцмана, вызванных изменением энергии. В других случаях приложение внешнего поля вызывает изменение энергии и соответствующие изменения концентрации носителей, приводя к возникновению тока. При этом зависимость тока от приложенного напряжения может быть иногда просто выражена с помощью фактора Больцмана. С таким использованием фактора Больцмана мы познакомимся ниже в связи с рассмотрением (p—n)-переходов и триодов с (p—n) переходами.

Для того чтобы легче было связать изменение напряжения с изменением фактора Больцмана, я воспользуюсь в уравнении (1) в качестве

единицы энергии электрон-вольт. Один электрон-вольт—это энергия, которую приобретает электрон, проходя разность потенциалов в 1 в. При комнатной температуре kT составляет приблизительно 0,025 эв. Иногда удобно энергию выражать непосредственно через напряжение V . Для этого в показатель вводится величина q , равная заряду электрона. Тогда фактор Больцмана можно записать в виде:

$$e^{qV/kT} \equiv \exp(qV/kT) = \exp 40 V, \quad (2)$$

так как kT/q при комнатной температуре равняется $1/40$ в.

Преимущество кремния в сравнении с германием при высоких температурах легко выясняется с помощью уравнения (1). Величина W равна приблизительно 0,7 эв в случае германия и 1,1 эв в случае кремния. Соответствующие значения $n_e n_h$ при комнатной температуре составляют:

$$n_e n_h = 10^{26} = 10^{38} \cdot 10^{-12}; \quad W(\text{Ge}) = 0,7 \text{ эв}, \quad (3)$$

$$n_e n_h = 10^{19} = 10^{38} \cdot 10^{-19}; \quad W(\text{Si}) = 1,1 \text{ эв}. \quad (4)$$

В чистом образце германия единственными заряженными частицами являются дырки и электроны. Концентрации их должны быть в точности равны, так как если они отличаются даже на очень незначительную величину, то uncompensированный заряд создает огромные электрические поля, которые немедленно вызывают нейтрализующие токи (отсутствие нейтральности может иметь место лишь в очень малых объемах, как будет видно при рассмотрении (p—n)-переходов). Следовательно, беря $n_e = n_h$, мы получаем, что как n_e , так и n_h составляют около 10^{13} см^{-3} в Ge и $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ в Si. Таким образом, чистый кремний будет иметь при комнатной температуре, грубо говоря, в 3000 раз меньшее число носителей, чем германий и соответственно меньшую проводимость. Очевидно, что для равенства концентраций носителей в чистых образцах абсолютная температура кремния должна быть больше, чем абсолютная температура германия приблизительно в 1,1/0,7 раз. В транзисторах дело обстоит не так просто, но в основе преимуществ кремния при высокой температуре лежит именно это обстоятельство.

Проводимость, соответствующая концентрации электронов и дырок, устанавливающейся при тепловом равновесии, называется собственной проводимостью, так как она является внутренним свойством кристалла при данной температуре и не связана с такими внешними воздействиями, как облучение светом. Когда источник света, создающий фотопроводимость в германии, выключается, возросшие значения n_e и n_h спадают до своих равновесных значений. Спад этот примерно экспоненциальный, так что концентрация носителей, созданных светом, уменьшается в e раз за некоторый промежуток времени, называемый временем жизни. Время жизни носителей, не является внутренним свойством германия, а зависит от определенного вида дефектов, которые действуют как катализаторы в процессе взаимодействия электрона и дырки и могут значительно увеличить скорость их рекомбинации. В течение длительного времени наиболее известной характеристикой этих катализаторов была их способность уменьшать время жизни созданных светом носителей. Теперь известно, что примеси никеля и меди являются очень активной формой таких дефектов (центров рекомбинации)*). Их каталитические свойства широко изучаются.

Каталитическое действие атома никеля схематически изображено на рис. 3. Здесь этот атом, являющийся центром рекомбинации, вначале представляет собой нейтральный атом примеси. Затем он захватывает

*) Автор пользуется здесь принятым в американской литературе термином «deathnium». В отечественной литературе указанные дефекты называются чаще всего центрами рекомбинации. *Прим. перев.*

проходящий мимо избыточный электрон, приобретает отрицательный заряд и становится ловушкой для дырок. Если дырка проходит достаточно близко, то электрон может перейти с атома никеля и заполнить дырку, образуя нормальную ковалентную связь и делая атом никеля снова нейтральным. В результате этот атом может ускорить рекомбинацию другой электронно-дырочной пары.

Меняя содержание никеля в кристалле германия, можно уменьшить время жизни созданных светом носителей в 1000 раз. Таким способом можно менять время жизни от более чем 10^{-3} до менее чем 10^{-7} сек. В результате

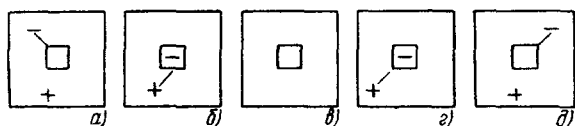


Рис. 3. Центр рекомбинации как катализатор рекомбинации дырок и электронов (а—б) и центр образования электронно-дырочных пар (в, д).

исследования статистики рекомбинации электронно-дырочных пар были определены и сравнены между собой вероятности захвата центром рекомбинации дырки и электрона. Обнаружено, что вероятность захвата дырки в 40 раз больше, что свидетельствует в пользу высказанной гипотезы о механизме действия центра рекомбинации (см. § 8, где приводятся некоторые дополнительные сведения о никеле).

Центры рекомбинации ускоряют приближение к состоянию равновесия при любом нарушении его. Если в результате процессов, которых мы пока еще не рассматриваем, концентрации электронов и дырок сильно уменьшаются, то центры рекомбинации начинают создавать электронно-дырочные пары вплоть до восстановления равновесных значений. Процесс создания центром электронно-дырочной пары является обратным рекомбинационному. Он изображен на рис. 3, в и д.

На рис. 3, в центр рекомбинации захватывает электрон из соседней ковалентной связи, создавая таким образом дырку. Энергия, идущая на это, является частью тепловой энергии, т. е. энергии тепловых колебаний решетки. Затем дырка диффузионным путем удаляется от центра, а впоследствии из центра высвобождается и электрон. После этого центр снова может создать электронно-дырочную пару или ускорить рекомбинацию.

Когда образец германия находится в тепловом равновесии, центры рекомбинации создают электронно-дырочные пары со скоростью, равной скорости их рекомбинации. Это—пример принципа детального равновесия. Принцип детального равновесия является теоремой статистической физики, которая утверждает, что в равновесных условиях скорости прямого и обратного процессов равны.

Мы должны рассмотреть теперь плотность заряда, создаваемого химическими примесями. Как указывалось во введении, они играют роль ионов обычной электроники, а также роль металлических деталей. Отрицательно заряженные центры рекомбинации, изображенные на рис. 3, могут служить примером таких ионов, но, вообще говоря, эти центры в кристалле содержатся в столь малых количествах, что соответствующей плотностью заряда можно пренебречь.

Основной вид ионов транзисторной физики связан с химическими примесями, сообщающими кристаллу примесную проводимость, которая зависит не только от температуры, но и от количества и типа примесных атомов.

На рис. 4 обрисовано положение, создаваемое присутствием примесей V группы периодической системы. Такие примеси замещают атомы германия при выращивании кристалла из содержащего их расплава.

Все элементы V группы периодической системы, такие, как фосфор, мышьяк и сурьма, ведут себя одинаковым образом. Мышьяк, например, имеет пять валентных электронов—на один больше, чем нужно для заполнения всех связей. Лишний электрон отделяется вследствие тепловых колебаний и блуждает по кристаллу. Остающийся в узле атом мышьяка имеет заряд $+1$, так как его валентная оболочка насчитывает теперь всего четыре электрона—на один меньше, чем нужно для нейтрализации суммарного заряда ядра и внутренних оболочек, равного $+5$. Атом мышьяка изображается знаком «плюс», заключенным в кружок. Это отличает его от дырки, а также показывает, что атом мышьяка удерживается в узле соседними атомами и не может перемещаться в кристалле. Атом мышьяка называется донором, так как он отдает лишний электрон кристаллу.

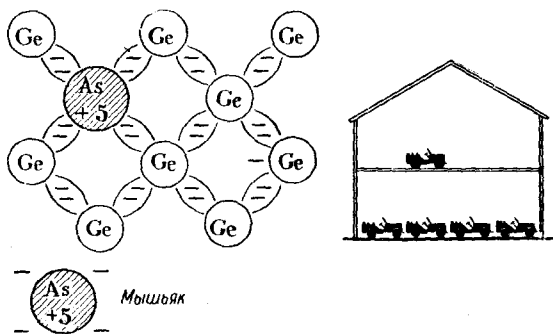


Рис. 4. Атом элемента V группы периодической системы может замещать нормальный атом. При этом он теряет один из валентных электронов, который становится избыточным. Такие атомы называются донорами и сообщают кристаллу проводимость n-типа.

Если плотность доноров n_d больше, чем плотность электронов или дырок в кристалле в отсутствие примесей, то проводимость будет в значительной мере определяться электронами, созданными химическими примесями. Полупроводник, проводимость которого вызвана химическими примесями, называется примесным.

Дырочная проводимость в образце, содержащем мышьяк, даже меньше, чем в образце с собственной проводимостью. Это—следствие закона действующих масс. Наличие избыточных электронов, поставляемых донорами, приводит к снижению концентрации дырок. Для иллюстрации этого может служить простой численный пример.

Предположим, что образец с собственной проводимостью содержит в единице объема два электрона и две дырки, так что

$$n_e n_h = 2 \cdot 2 = 4. \quad (5)$$

Если в кристалл ввести три донора, то условие электрической нейтральности нарушится. Конечно, оно может быть сохранено, если одновременно добавить три электрона. Однако тогда $n_e n_h$ было бы равно $2 \cdot 5 = 10$. Точные равновесные условия определяются путем совместного решения относительно n_e и n_h уравнений, выражающих закон действующих масс и условие нейтральности. Ответ, полученный этим способом, таков: четыре электрона и одна дырка. Эта пара значений удовлетворяет как закону действующих масс:

$$n_e n_h = 4 \cdot 1, \quad (6)$$

так и условию электрической нейтральности:

$$n_e - n_h = 4 - 1 = 3 = n_d. \quad (7)$$

В словесном выражении последнее уравнение означает, что плотность заряда носителей тока (в данном случае отрицательный заряд) в точности компенсирует плотность положительного заряда доноров. Применение алгебраических операций к закону действующих масс и к условию нейтральности показывает, что любой данной концентрации доноров всегда

будет соответствовать по одному определенному значению концентрации дырок и электронов. Таким образом, наш результат (четыре электрона и одна дырка) представляет собой отвечающее тепловому равновесию одно-значное решение рассматриваемого упрощенного примера.

Кристалл германия, проводимость которого создается донорами, называется кристаллом *n*-типа, так как преимущественными носителями тока в нем являются избыточные электроны. Германий, имеющий проводимость *p*-типа, с дырками в качестве преимущественных носителей тока можно изготовить, вводя элементы III группы периодической системы, например бор, алюминий, галлий и индий. Все они имеют три валентных

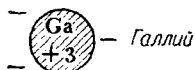
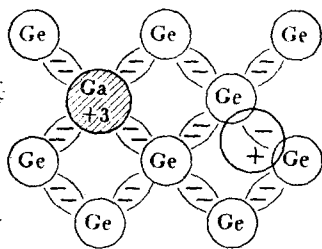
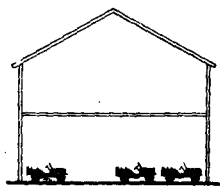


Рис. 5. Атомы элементов III группы периодической системы называются акцепторами и сообщают кристаллу проводимость *p*-типа.



электрона — на один меньше, чем нужно для заполнения ковалентных связей. Связь, остающаяся незаполненной, это и есть дырка. Тепловое движение освобождает дырку, которая затем удаляется от атома примеси, а на ее место приходит избыточный электрон для связи атома галлия; это изображено на рис. 5. Поэтому атом галлия приобретает отрицательный заряд. Называется он акцептором, так как захватывает электрон из валентных связей. Акцептор будем изображать в виде минуса, заключенного в кружок, как показано в табл. I, опять-таки подчеркивая то, что он локализован. Концентрация акцепторов обозначается через n_a .

Очень важный эффект имеет место, когда в образец вводятся и доноры и акцепторы⁷. Можно думать, что так как вводятся и доноры и акцепторы, то будут создаваться и дырки и электроны. Однако увеличение n_e и n_h за счет химических примесей будет нарушать закон действующих масс. То, что при этом произойдет, можно просто пояснить на примере, рассмотренном выше с помощью уравнений (5), (6) и (7). Предположим, что мы имеем случай, когда введены пять доноров и два акцептора. При этом плотность заряда будет той же, что и для трех доноров, так как заряд каждого из введенных акцепторов в точности компенсирует заряд одного из доноров. При этом те же самые значения концентраций — четыре для n_e и единица для n_h — будут отвечать тепловому равновесию в согласии с законом действующих масс и условием нейтральности:

$$n_e - n_h = 4 - 1 = 5 - 2 = n_d - n_a. \quad (8)$$

Эффект уменьшения плотности заряда, связанного с примесью одного знака, путем введения примеси другого знака назван компенсацией примесей⁷. Он очень полезен с практической точки зрения, так как много легче добавить примеси, чем удалить их. Мы увидим в дальнейших разделах, как этот эффект можно использовать в производстве полупроводниковых приборов.

Для описания полупроводников часто удобно пользоваться терминами «легирование», «основные носители» и «неосновные носители». Приведем несколько примеров их употребления. Кристалл с добавкой мышьяка называется «легированным мышьяком» и изготавливается путем введения в расплав мышьяка. В образце *n*-типа основными носителями являются

электроны, а дырки—неосновные носители; в образце р-типа имеет место обратное.

Кончая этот раздел, посвященный пяти основным видам дефектов, я рассмотрю один эксперимент, который в настоящее время стал классическим в физике транзисторов⁹.

Этот эксперимент является, в сущности, единственным экспериментом, который демонстрирует существование и поведение дырок и позволяет получить количественные данные об их свойствах¹⁰. Схема опыта, первоначально использованная для этой цели, изображена на рис. 6. Из кристалла германия п-типа вырезается стержень с поперечным сечением около $0,08 \text{ см}^2$ и длиной около $2,5 \text{ см}$. К концам образца подключается батарея, создающая электрическое поле такого направления, чтобы электроны двигались справа налево. Дырки, имеющиеся в образце, будут испытывать дрейф слева направо.

Контакт, изображенный в левой части рисунка, играет ту же роль, что и эмиттер в точечно-контактном триоде. Когда связанный с ним импульсный генератор подает на зонд положительный импульс тока, внутрь стержня инжектируются дырки. Процесс инжекции можно объяснить, воспользовавшись представлением о механизме действия (р—п)-переходов, который рассматривается в следующем разделе. В применении к точечному контакту этот механизм менее разработан. Дырки, введенные в образец, увлекаются вдоль него электрическим полем. По прошествии некоторого времени они достигают окрестности зонда, расположенного справа. Этот зонд играет роль коллектора точечно-контактного триода. К нему приложено отрицательное смещение, так что он втягивает дырки. Когда дырочный импульс проходит мимо коллекторного зонда, ток через коллектор увеличивается и изменяется падение напряжения на нагрузочном сопротивлении. Это изменение напряжения можно наблюдать с помощью катодного осциллографа.

В описываемой экспериментальной установке импульсный генератор работает синхронно с осциллографом, так что как раз перед замыканием цепи эмиттера электронный луч на экране осциллографа начинает движение слева направо. В момент времени t_1 эмиттерная цепь замыкается на короткий промежуток времени.

Этому промежутку времени на экране осциллографа соответствует сигнал тока замыкания. Вслед за этим нет никаких сигналов вплоть до момента времени t_2 , когда отдельные дырки достигают коллектора; концентрация дырок некоторое время растет, а затем спадает по мере прохождения мимо коллектора дырок, инжектированных в момент времени t_1 . Импульс, соответствующий прибытию дырок на коллектор, более размыт, чем импульс, соответствующий току замыкания, вследствие того, что дырки, введенные примерно в одной точке и в одно и то же время, испытывают диффузионное рассеяние, так что ко времени прибытия введенной группы дырок к коллектору она может распространиться по всему поперечному сечению образца и вдоль него на величину, кратную несколько его диаметрам.

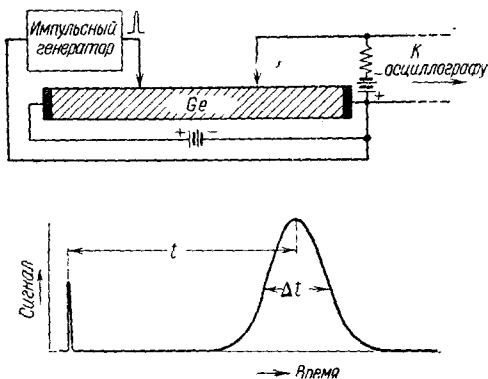


Рис. 6. Схема опыта по наблюдению дрейфа введенных дырок и измерению их подвижности.

Очевидно, что этот эксперимент позволяет наблюдать как диффузию, так и дрейф дырок и производить соответствующие измерения. Можно измерить расстояние между зондами и поле между ними, а откалибровав осциллограф, измерить время прохождения этого пути дырками. Таким образом, скорость дрейфа может быть измерена прямым путем. Это подтверждает, что электрические возмущения у эмиттерного зонда как раз таковы, каких следует ожидать, если эмиттер инжектирует в стержень небольшое число положительных носителей. Если, например, расстояние между зондами удваивается, то удваивается и запаздывание во времени сигнала прибытия по отношению к сигналу замыкания. Этот результат показывает, что носители дрейфуют в стержне с постоянной скоростью. Если приложенное электрическое поле увеличивается в два раза, то запаздывание во времени уменьшается в два раза. Это означает, что скорость носителей пропорциональна величине электрического поля. Если изменяется знак электрического поля, то можно ожидать, что носители будут втягиваться в левую часть образца и ни один из них не попадет на коллектор, что и подтверждается экспериментально.

Как указано выше, разброс времен прибытия дырок на коллектор связан с постоянной диффузии. Исследуя зависимость этого разброса от времени прохождения сигналом пути между эмиттером и коллектором, можно подтвердить, что дырки рассеиваются в согласии с законами диффузионных явлений. Можно также определить величину коэффициента диффузии D .

Различные измерения подобного типа проделаны большим числом исследователей. Проводились и эксперименты по введению электронов в p -Ge. Такие же измерения проделаны для кремния. Лучшие из известных в настоящее время¹⁰ значений подвижности и коэффициентов диффузии, полученные в этих опытах, представлены в табл. II.

Таблица II

Подвижность и постоянная диффузии

	Электроны		Дырки	
	μ , см ² /в.сек	D , см ² /сек	μ , см ² /в.сек	D , см ² /сек
Кремний	1200	30	500	13
Германий	3900	100	1900	49

По поводу табл. II следует отметить, что в каждом случае отношение коэффициента диффузии к подвижности равно приблизительно $1/40$ и что размерность этого отношения—вольты; иначе говоря, отношение D/μ равно 0,025 в. То же значение, как уже указывалось ранее в связи с уравнением (2), имеет величина kT/q , если выразить ее через энергию, приходящуюся на единицу заряда. Наличие такой связи между D и μ следует из статистической физики, а соответствующее соотношение называется соотношением Эйнштейна. Недавно оно детально исследовалось для германия¹¹ описанным выше способом. Смысл его таков, что электрон, участвующий в беспорядочном тепловом движении, способен преодолеть потенциальный барьер с высотой, равной в среднем 0,025 в. Другими словами, 0,025 в—это электрический потенциал, соответствующий средней тепловой энергии электрона. То обстоятельство, что указанное отношение равно 0,025 в, показывает, что заряд носителей, дрейф и диффузия которых исследуются в опыте Хайнса, равен по величине заряду электрона.

§ 3. (p—n)-ПЕРЕХОД

Прежде чем рассмотреть способы, позволяющие достичь определенного химического строения полупроводника, я опишу конкретный случай сложной структуры, т. е. полупроводника с пространственным изменением химического состава*). Область кристалла, характеризующаяся таким распределением примесей, какое рассматривается в дальнейшем, называется (p—n)-переходом и представляет собой простейший пример такого полупроводника. Она является основой кремниевых и германиевых выпрямителей с (p—n)-переходом и играет главную роль в различных типах транзисторов^{12, 13}. Пользуясь аналогией с вакуумной электроникой, можно представить себе, что вначале мы имеем идеальный кристалл германия. В этот кристалл вводится некоторое количество донорных и акцепторных примесей, а также центров рекомбинации, в результате чего кристалл делится на две области с проводимостью соответственно n- и p-типа. Такой кристалл схематически изображен на рис. 7. В реальном случае концентрация центров рекомбинации значительно меньше, чем концентрация доноров и акцепторов.

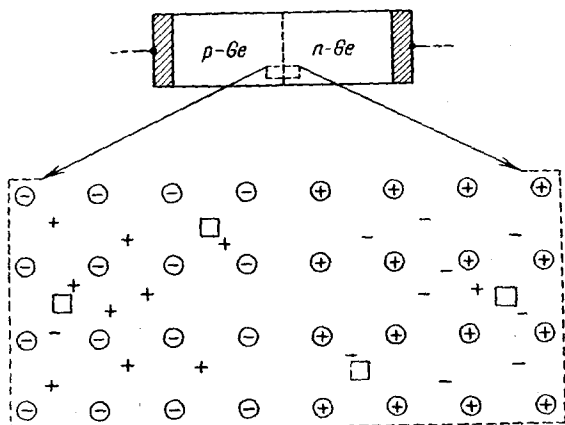


Рис. 7. (p—n)-переход и соответствующее распределение дефектов (обозначения разъяснены в табл. I).

Если бы области германия n- и p-типа были пространственно разделены, то по изложенным выше соображениям одна из них имела бы электронную, другая—дырочную проводимость, и обе они были бы электрически нейтральными вследствие равенства зарядов электронов и доноров, дырок и акцепторов.

Однако если такое однородное распределение, отвечающее электрической нейтральности, имеет место в случае, изображенном на рис. 7, то оно не может сохраниться. Этот вывод вытекает из следующих соображений.

Так как электрическое поле отсутствует, то дырки распространяются путем диффузии и некоторая часть их проникнет в область n-типа. Аналогично этому диффундируют и электроны. Часть их пересечет переход и попадет в область p-типа.

Вследствие диффузии возникнет избыток электронов в p-области и избыток дырок в n-области кристалла, так что в каждой из этих областей произведение $n_e n_h$ будет больше, чем это следует из закона действующих масс. Это вызовет рекомбинацию на центрах рекомбинации, в результате чего p-область лишится части дырок, а n-область—части электронов. Соответствующий процесс изображен на рис. 8, б. Другими словами, произойдет перенос отрицательного заряда через переход справа налево. В результате переноса заряда p-область приобретает отрицательный а n-область—положительный заряд. Эти нескомпенсированные заряды образуют дипольный слой и создают электрическое поле, полярность кото-

*) Автор при рассмотрении полупроводников с пространственным изменением химического состава пользуется не принятым в нашей научной литературе термином «составная (сложная) структура» (compositional structure). *Прим. перев.*

рого, очевидно, препятствует диффузии носителей через переход. Когда устанавливается тепловое равновесие, в (р—п)-переходе образуется поле, напряженность которого такова, что результирующий ток носителей через переход равен нулю.

Оценим теперь возрастание электрического потенциала при пересечении (р—п)-перехода. В условиях теплового равновесия в области с п-проводимостью имеется некоторое количество дырок, так как n_e не равно бесконечности и, значит, n_h должно быть больше нуля для того, чтобы выполнялся закон действующих масс. Однако концентрация этих дырок будет очень мала, если концентрация электронов значительно превосходит концентрацию, отвечающую собственной проводимости при данной темпе-

ратуре. Таким образом, плотность дырок в п-области будет в большое число раз меньше, чем в р-области. Это уменьшение плотности при равновесии может быть вызвано только соответствующим уменьшением фактора Больцмана.

Чтобы вызвать такое уменьшение, энергия должна возрасти и, следовательно, дырка должна иметь в п-области более высокую потенциальную энергию, чем в р-области. Увеличение потенциальной энергии вызывается рассмотренным выше увеличением потенциала. Величину его можно подсчитать следующим образом. Пусть, например, плотность дырок в р-области в 100 раз больше,

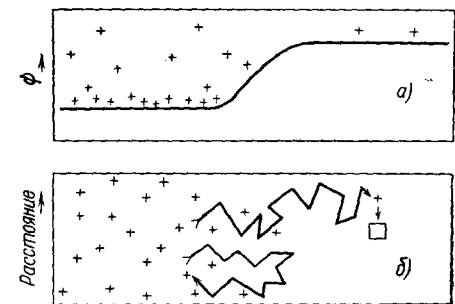


Рис. 8. Дырочный ток из р-области в п-область в (р—п)-переходе: а—ход электростатического потенциала и соответствующее больцмановское распределение дырок, б—типичные диффузионные траектории дырок.

чем в образце с собственной проводимостью, и пусть то же самое верно в отношении плотности электронов в п-области. Тогда концентрация дырок в п-области будет в 100 раз меньше, чем собственная, и, следовательно, в 10 000 раз меньше, чем в р-области. Фактор Больцмана, определяющий такое различие в плотности дырок должен удовлетворять уравнению

$$10\,000 = \exp\left(\frac{V}{\frac{1}{40}}\right). \quad (9)$$

Соответствующее значение потенциала равно 0,23 в.

В случае кремниевого (р—п)-перехода высота потенциального барьера, отвечающая такому соотношению концентраций основных носителей, должна быть примерно на 0,4 в больше. Причиной этого, как ясно из уравнений (3) и (4), является то, что плотность дырок в п-области здесь меньше в 10^7 раз, так как в кремнии энергия, идущая на образование электронно-дырочной пары, больше на 0,4 в. Поэтому, для того чтобы фактор Больцмана мог поддерживать равновесную концентрацию дырок в окрестности (р—п)-перехода, потенциальный барьер должен быть на 0,4 в выше.

Рассмотрим теперь поведение дырок и электронов при тепловом равновесии.

Отдельные дырки в процессе диффузии могут преодолеть потенциальный барьер и проникнуть в п-область. Здесь они рекомбинируют с электронами, давая ток, текущий (см. рис. 8) слева направо. Однако имеется равный ток дырок, возникающих на центрах рекомбинации, диффундирующих обратно к (р—п)-переходу и соскальзывающих здесь вниз с потенциального барьера. Рис. 8 схематически изображает этот процесс. Рассмотренный ранее принцип детального равновесия утверждает, что в усло-

виях теплового равновесия имеет место точное равенство между током дырок, идущих вверх по барьеру и рекомбинирующих в n -области, и током дырок, генерируемых центрами рекомбинации, который течет в обратном направлении.

Приложение напряжения к полюсам устройства, изображенного на рис. 7, нарушает равновесие этих токов. Говоря о приложенном напряжении, будем пренебрегать падением напряжения на контакте между металлическими электродами (см. рис. 7) и полупроводником. Влияние приложенного напряжения на величину токов представлено на рис. 9. Рис. 9, a соответствует тепловому равновесию. Рассмотренные выше токи обозначены через I_f (ток, состоящий из дырок, входящих в n -область и рекомбинирующих в ней) и I_g (ток дырок, генерируемых в n -области и диффундирующих к $(p-n)$ -переходу). При тепловом равновесии эти токи равны и противоположны по направлению. Рис. 9, b соответствует наложению большого обратного напряжения. При этом p -область сообщается отрицательный, а n -область — положительный потенциал, так что разность электростатических потенциалов этих двух областей возрастает.

Если она достаточно велика, как это изображено на рис. 9, b , то дырки практически не могут преодолеть потенциальный барьер и I_f падает почти до нуля. Для иллюстрации ток I_f изображен в виде вектора очень малой длины, в то время как I_g имеет практически то же самое значение, что и при тепловом равновесии. Эта независимость тока от приложенного напряжения называется насыщением.

Когда прикладывается напряжение в прямом направлении, то имеют место изменения, изображенные на рис. 9, c , и ток I_f увеличивается. Соответствующее увеличение можно выразить через изменение фактора Больцмана. В самом деле, если приложенное напряжение уменьшает равновесную высоту барьера на величину qV , то ток носителей, преодолевающих барьер, увеличивается в $e^{qV/kT}$ раз. Так как при тепловом равновесии $I_f = I_g$, то значение I_f в данном случае равно

$$I_f = I_g e^{qV/kT}. \quad (10)$$

Это приводит к увеличению тока дырок из p -области в n -область, которое определяется разностью

$$I_f - I_g = I_g (e^{qV/kT} - 1). \quad (11)$$

Разностный ток равен нулю, когда V равно нулю, экспоненциально растет с ростом положительного V и падает до отрицательного тока насыщения I_g , когда V отрицательно и существенно больше, чем kT/q . Аналогичные рассуждения применимы и к электронному току, текущему через $(p-n)$ -переход. Внешнее поле, понижающее барьер для дырок, очевидно, понижает его и для электронов; следовательно, большой электронный ток течет при тех же условиях, что и большой дырочный.

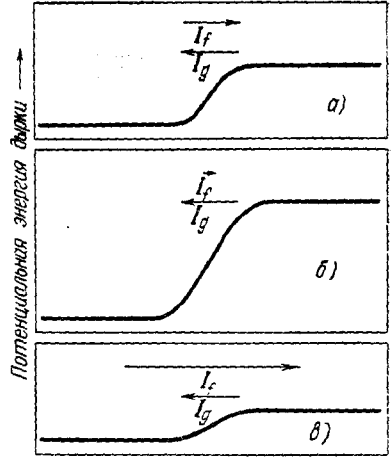


Рис. 9. Зависимость рекомбинационного (прямого) дырочного тока и тока дырок, генерируемых в $(p-n)$ -переходе от напряжения, приложенного к переходу: a — в отсутствие напряжения; b — при запертом напряжении на $(p-n)$ -переходе; c — при прямом напряжении на $(p-n)$ -переходе.

В обоих случаях эти большие токи являются токами неосновных носителей в данную область, а ток имеет смысл переноса положительного заряда из р-области в n-область. В одном случае он переносится в виде положительно заряженных дефектов — дырок, движущихся из р-области в n-область, в другом случае — в виде отрицательно заряженных дефектов — электронов, движущихся в противоположном направлении.

При обратном смещении потенциальный барьер выше и уход дырок из р-области, а электронов из n-области затруднен. При этом течет ток насыщения, связанный с генерированием носителей в обеих областях.

Если суммарный ток насыщения обозначить через I_s , то полный ток для любого приложенного напряжения V определяется выражением

$$I = (e^{qV/kT} - 1) I_s. \quad (12)$$

Очевидно, что I_s — это сумма токов генерируемых носителей. Оказалось, что это уравнение хорошо выполняется для (р—n)-переходов в Ge. На рис. 10 приводится сравнение опытной и теоретической вольтамперных характеристик.

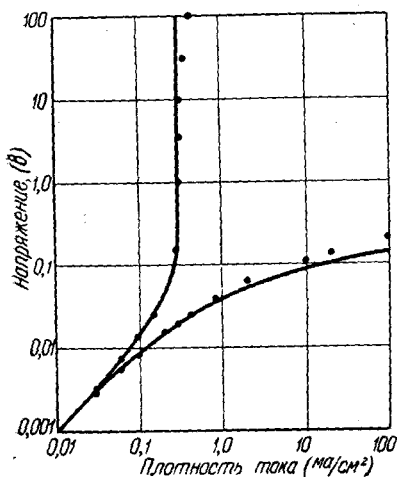


Рис. 10. Выпрямительная характеристика (р—n)-перехода.

Следует отметить, что разветвление между прямой и обратной ветвями экспериментальной кривой соответствует $kT/q = 0,025$ в. Это — в точности то значение множителя, которое дает уравнение (12). Такое согласие теории и эксперимента с очевидностью показывает, что дефекты, переносящие ток в (р—n)-переходах, имеют заряд, равный заряду электрона.

При больших напряжениях в прямом направлении потенциальный барьер между n- и р-областями почти исчезает. При этом через барьер проходит большое количество неосновных носителей, и концентрация основных носителей может существенно измениться. Хотя этот случай больших сигналов и представляет общий интерес, мы не будем останавливаться на нем, а перейдем вместо этого к рассмотрению способов создания (р—n)-переходов и других типов полупроводников с пространственным изменением химического состава.

§ 4. ОЧИСТКА КРИСТАЛЛОВ И МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА

В обычной электронике изготовление корпуса и других деталей прибора является первым этапом, за которым следует получение в приборе вакуума. В транзисторной электронике, вообще говоря, имеет место обратное, и отправной точкой является изготовление очищенного от примесей идеального монокристалла. В соответствии с этим я рассмотрю в этом разделе сначала установку, заменяющую в транзисторной электронике вакуумный насос. Эта установка позволяет получить образец германия, концентрация примесей в котором соответствует хорошему вакууму обычной электроники. С ее помощью можно получить германий, в котором концентрация атомов примеси меньше, чем концентрация атомов германия в 10^{10} раз. Это составляет примерно 10^{12} атомов на 1 см^3 , что соответствует концентрации молекул в газе, давление которого около 10^{-4} мм рт. ст.

Наиболее удачным «вакуумным насосом» в полупроводниковой технологии является метод, который называется «зонной очисткой»¹⁴⁻¹⁶. Принцип метода заключается в следующем. Исходным материалом является «химически чистый» германий, с электрической точки зрения представляющий собой германий *n*- или *p*-типа, сравнительно сильно загрязненный примесями, концентрация которых может достигать 10^{16} атомов на 1 см^3 . Стержень из такого германия помещается в лодочку и пропускается сквозь кольцевой нагреватель, в котором узкая зона его расплавляется. По мере движения лодочки с германием расплавленная зона перемещается вдоль стержня. К счастью, все, за одним исключением, основные донорные и акцепторные примеси обладают большей растворимостью в расплавленном германии, чем в твердом. Поэтому примесные атомы стремятся остаться в расплавленной зоне и затвердевающий германий значительно чище того расплава, из которого он кристаллизуется.

Таким образом, расплавленная зона способствует удалению примесей из германия и чистота германия возрастает в 2, 10 и даже большее число раз после каждого прохождения зоны. Следовательно, если через германий проходит несколько расплавленных зон, то концентрация примесей уменьшается в геометрическом отношении. Как было отмечено выше, таким образом получают кристаллы, содержащие меньше одного донора на 10^{10} атомов германия.

Для того чтобы приблизиться к идеальным электрическим свойствам, необходимо не только довести концентрацию примесных атомов до очень низкого уровня, но и снизить число дефектов, связанных с беспорядком в расположении атомов самого германия. Одним из самых распространенных видов беспорядка в германиевых слитках является поликристаллическое строение образца.

Поликристаллом называется кристалл, в котором атомные ряды сохраняют определенную ориентацию лишь внутри определенных ограниченных областей образца, а ориентация атомных рядов в различных областях различна. При соприкосновении этих кристаллических зерен или областей различной ориентации образуются границы зерен. В окрестности границы правильное окружение каждого атома его ближайшими соседями невозможно по геометрическим причинам. Разрыв структуры ковалентных связей порождает электрические дефекты, которые действуют и как химические примеси и как центры рекомбинации.

Надлежащее выполнение «зонной очистки» позволяет одновременно получить монокристаллический слиток. Однако часто бывает удобнее подвергнуть кристалл зонной очистке, а затем, в другой установке, вырастить из очищенного от примесей германия хорошие монокристаллы¹⁷.

На рис. 11 изображен графитовый тигель, нагреваемый индукционной катушкой, ток через которую регулируется термопарой, находящейся в контакте с расплавленным германием. Кристаллизация вызывается погружением в расплавленный германий небольшого монокристаллического кусочка германия, который предварительно вырезается из поликристаллического образца или из выращенного ранее монокристалла. Для того чтобы на этой затравке вырос монокристалл, она погружается в расплав и температура нагревателя постепенно понижается, так что часть расплава затвердевает на несколько более холодной затравке. В процессе кристаллизации атомы германия, осаждающиеся на поверхности германиевой затравки, располагаются на ней в соответствии с характером размещения ее атомов, и поэтому образующиеся плоскости ориентируются в согласии с кристаллографической ориентацией затравки.

При тщательной регулировке температуры и скорости вытягивания затравки, можно весь расплав перевести в один кристалл, ориентация

которого определяется ориентацией исходной затравки. Этому способствует придание затравке в процессе кристаллизации вдобавок к вертикальному еще и вращательного движения. Благодаря вращению любая часть растущего кристалла подвергается одинаковым изменениям температуры, которые могут возникнуть, если одна сторона расплава нагрета несколько больше или меньше, чем другая. Поэтому вращение обуславливает более симметричную форму растущего кристалла.

На описанной установке можно вырастить монокристаллы диаметром в 1—2 см и длиной в несколько сантиметров за 20—30 мин. На рис. 12 изображен такой кристалл; затравка удалена. Следует отметить, что поперечное сечение кристалла представляет собой не правильный круг, а имеет форму, близкую к квадрату. Это—следствие того, что решетка алмаза, в которой кристаллизуется германий, является кубической решеткой и атомы размещаются на плоскостях, параллельных граням куба. Это и проявляется в стремлении кристалла при затвердевании из расплава образовывать такие грани, что поперечное сечение кристалла является промежуточным между круговым и квадратным.

Выращивание монокристаллов германия имеет большое значение не только для технологии приборов транзисторной электроники, но и для развития научных представлений о дефектах в кристалле. С получением монокристаллов стали доступными такие исследования, относящиеся к границам зерен в германии, которые были невозможны в случае кристаллов с менее идеальной структурой.

В качестве одного из таких примеров мы рассмотрим границу между зернами германия с близкой ориентацией, т. е. зернами, атомные плоскости которых наклонены по отношению друг к другу на очень маленький угол.

Такой случай изображен на рис. 13, причем относительная ориентация кристаллов показана на рис. 13, а. Так как эти кристаллы соединяются в одно целое, то они сближаются, пока это возможно. Расположение атомов, по-

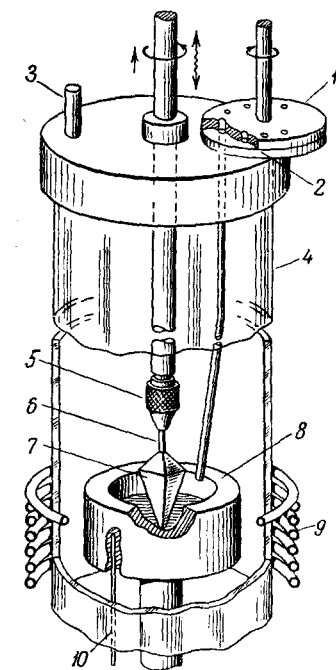


Рис. 11. Схема установки для выращивания кристаллов из расплава: 1—устройство для введения примесей; 2—примесная добавка; 3—отверстие для выпуска водорода; 4—кварцевая труба; 5—патрон; 6—затравка; 7—кристалл; 8—тигель; 9—индукционный кольцевой нагреватель; 10—термометр.

лучающееся при сближении этих кристаллов, схематически изображено на рис. 13, б¹⁸⁻²⁰. Из рисунка видно, что некоторые из атомных рядов, идущих сверху вниз, оканчиваются в решетке в местах, обозначенных на рисунке перевернутой буквой Т. В этих местах атом, находящийся в нижнем конце ряда, не имеет соседа, расположенного под ним, так что одна из парно-электронных связей образоваться не может. В трехмерном кристалле каждый из таких атомов представлял бы собой атомный ряд, перпендикулярный к плоскости рисунка, а каждый обрывающийся ряд являлся бы краем плоскости.

Незаполненные связи на краю лишней плоскостей действуют как центры рекомбинации и отчасти как акцепторы. В результате граница между зернами в германии вызывает различные электрические возмущения, нежелательные в большинстве транзисторных устройств.

В терминологии, которой пользуются при рассмотрении дефектов в кристаллах, атомные ряды, являющиеся крайями нестроенных плоскостей, называются дислокациями. Дислокации являлись предметом изучения в физике кристаллов в течение многих лет, но лишь в последние пять лет появилась возможность наблюдать их на опыте. Одним из наиболее поразительных примеров является возможность «видеть» отдельные дислокации на границах между зернами германия с близкой ориентацией. Если угол между кристаллографическими осями соседних зерен очень мал, то очевидно, что ступеньки на рис. 13, а будут расположены далеко друг от друга. В некоторых случаях наблюдались углы, меньшие $0,01^\circ$, откуда следует, что расстояние между такими дислокациями порядка 10^{-4} см. Это расстояние так велико, что его легко можно разрешить с помощью оптического микроскопа. Сама реальная дислокация имеет всего лишь атомные размеры и, казалось бы, слишком мала для того, чтобы быть различимой. Однако ее можно выявить путем химического травления поверхности германия^{21, 22}.

По соседству с дислокацией атомные плоскости несколько искажены, так что парно-электронные связи в одних местах растянуты, в других сжаты. Энергия в этой области кристалла равна сумме упругой энергии деформации, запасенной в окрестности дислокации, и энергии разорванных связей атомов, расположенных на краю дислокации. Этот избыток энергии делает германий в месте дислокации менее стабильным и более подверженным химическому травлению, чем обычный германий. Если поэтому тщательно полированная поверхность германия, вырезанная перпендикулярно к границе между зернами, подвергается травлению соответствующим реагентом, то в местах расположения дислокаций, где германий более растворим, образуются ямки. Эти ямки видны в оптический микроскоп. На рис. 14 представлен пример такой границы между зернами, причем ямки травления находятся на расстоянии порядка 10^{-4} см друг от друга²¹. Различия ориентаций двух таких зерен определялось рентгеновским методом. Обнаружено, что это различие в точности соответствует представлению о том, что на каждую из точек, показанных на рисунке, приходится одна дислокация и, следовательно, одна ступенька. На других участках кристалла видно несколько добавочных ямок травления на гладкой поверхности германия, но имеются также и большие участки без таких ямок. Здесь кристалл, очевидно, является идеальным, исключая возможное присутствие атомов химических примесей, отдельных атомов германия, выбитых из узла и занимающих междоузельное положение, а также вакантных узлов, остающихся после исчезновения атома. Все эти нарушения мало вероятны. Поэтому в монокристаллах, подобно изображенному на рис. 16, по-видимому, не более чем один из 10^{12} атомов имеет нарушение валентных связей, связанное с дислокацией или бесрядком в расположении атомов.

Я останавлиюсь теперь на том, как производится введение химических примесей с целью создания пространственного изменения химического состава, подобного (p—n)-переходу, рассмотренному в предыдущей

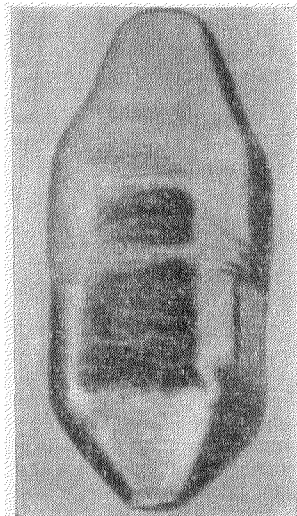


Рис. 12. Кристалл германия, полученный в установке для выращивания кристаллов из расплава.

разделе. Один из простейших способов изготовления такого перехода—это использование принципа компенсации, о котором говорилось в § 2.

Для этого в установке для вытягивания выращивается кристалл из расплава, содержащего, например, мышьяк, так что образуется монокристалл *n*-типа. В определенный момент в расплав вводится небольшое количество примеси, являющейся элементом III группы периодической системы, например индия²³. Вводимое количество индия много больше, чем содержание мышьяка в исходном расплаве, и поэтому кристаллизующийся в дальнейшем германий содержит больше акцепторов, чем доноров. В соответствии с принципом компенсации та часть германия, которая кристаллизуется после введения индия, имеет проводимость *p*-типа.

Таким образом, кристалл, полученный этим способом,

Рис. 13. Два кристаллических зерна с близкой ориентацией образуют границу, составленную из ряда дислокаций: *a*—поверхность зерен в отсутствие контакта между ними; *б*—ступеньки, изображенные в *a*, становятся дислокациями в кристалле.

имеет (*p*—*n*)-переход. Это не простой переход между германием с *n*- и *p*-проводимостью, как это было в рассмотренном раньше примере, так как в данном случае, как показано на рис. 15, область *p*-типа содержит и доноры и акцепторы.

Такая методика применяется для изготовления плоскостных диодов и фотодиодов, а также используется в качестве одного из способов изготовления триодов с (*p*—*n*)-переходами. Два других способа получения (*p*—*n*)-переходов представляют особый интерес с точки зрения получения полупроводников с пространственным изменением химического состава. В обоих случаях исходят из однородных кристаллов германия и вводят примеси, не повышая температуры до температуры плавления германия.

Один из этих способов, известный как метод выплавления, широко используется в производстве триодов с (*p*—*n*)-переходами и, вероятно, его помощью изготовлено наибольшее количество триодов. Однако,

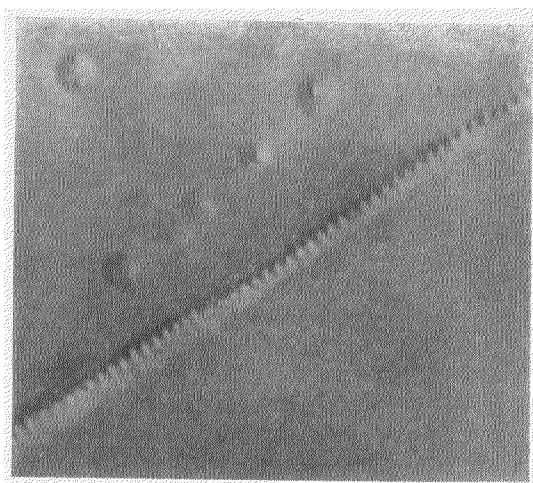
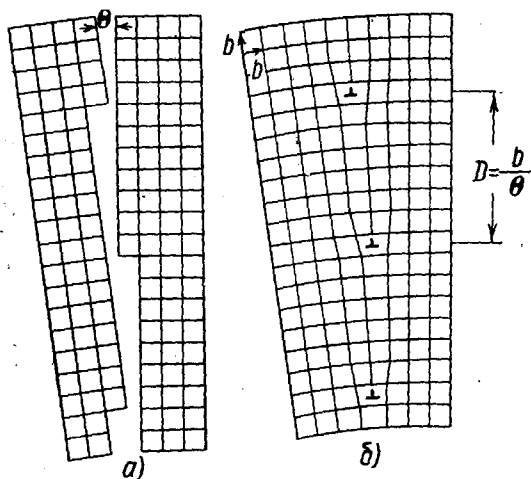


Рис. 14. Ряд ямок травления, образующихся вдоль границы между зернами с близкой ориентацией. Каждая из них соответствует одной дислокации.

несмотря на его важность, я расскажу о нем очень кратко. Сущность метода заключается в следующем: на поверхность образца из германия n -типа помещается небольшое количество индия ²⁴⁻²⁶. Образец нагревается выше температуры плавления индия, и часть германия растворяется в расплавленном индии. Затем температура понижается и германий выпадает из раствора. При этом он увлекает с собой часть атомов индия, так что вновь кристаллизованный германий обладает сильной p -проводимостью. Поэтому нерастворенный германий образует $(p-n)$ -переход с вновь кристаллизованным, а остающийся индий может быть использован как электрический контакт с германием p -типа.

Компенсацию примесей можно осуществить также без растворения и последующей кристаллизации германия, используя более высокие температуры. Если донорная или акцепторная примесь приводится в контакт с германием при высокой температуре, то атомы примеси проникают через поверхность внутрь германия путем диффузии в твердой фазе. При этом атом примеси совершает броуновское движение по узлам кристаллической решетки.

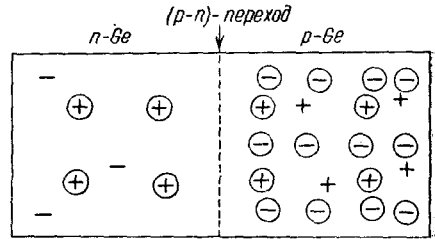


Рис. 15. $(p-n)$ -переход, образующийся в выращенном из расплава кристалле, вследствие компенсации примесей.

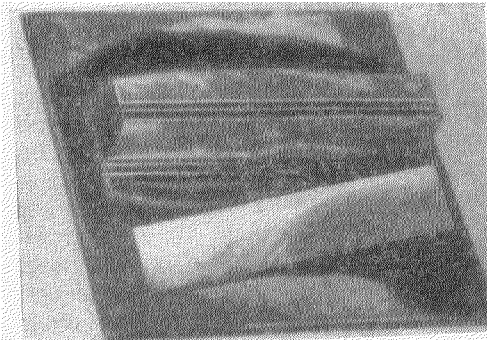


Рис. 16. Кристалл кремния, разрезанный на отдельные пластинки, перед диффузионной обработкой.

Истинная природа диффузионного процесса нас здесь не интересует: это дело специальных исследований и теорий. Мимоходом стоит указать, что возможно несколько механизмов. Один из них — это простой обмен атомами, при котором атом примеси и соседний атом германия случайно приобретают тепловую энергию, достаточную для того, чтобы «протиснуться» мимо друг друга и обменяться местами. Другая возможность состоит в том, что могут иметься вакантные узлы, лишенные атомов. Если один из

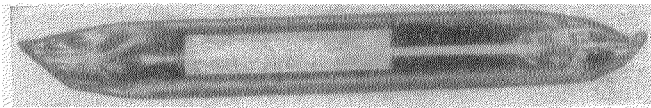


Рис. 17. Пластинка кремния, запаянная в кварцевую ампулу для диффузионной обработки.

в результате перепрыгиваний атомов германия окажется по соседству с атомом примеси, то последний может занять вакантный узел и таким образом сдвинуться на одно межатомное расстояние. Независимо от механизма диффузии обнаруживается, что если кристаллы кремния или германия приводятся в контакт с паром донорных или акцепторных примесей при достаточно высокой температуре и на достаточно

длительный срок, то значительное число атомов примесей проникает в кристалл и распространяется в нем по законам диффузии.

Если исходный германий не имел большого количества примесей, то образец n -типа может быть обращен в образец p -типа и наоборот, если подвергнуть их воздействию пара, содержащего примесь противоположного знака проводимости.

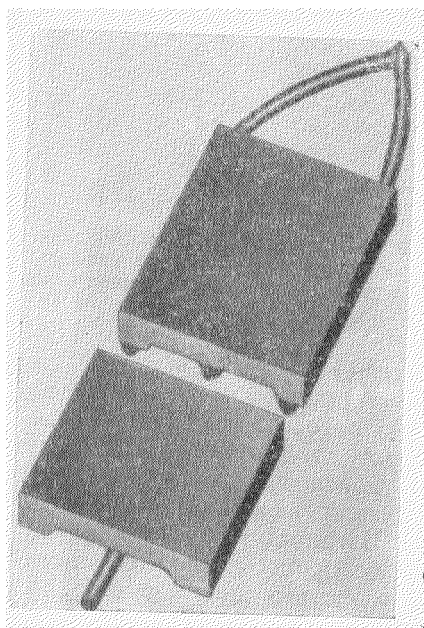


Рис. 18. Метод образования контактов с диффузионным кремниевым переходом: 1—тонкий поверхностный слой p -кремния, 2—кремний n -типа.

На рис. 16 изображен первый этап создания $(p-n)$ -переходов в кремнии с помощью диффузии²⁷⁻²⁸. Виден слиток n -кремния, укрепленный на стеклянной плите и разрезанный на пластинки алмазной пилой. На рис. 17 изображена одна из этих пластинок, запаянная в кварцевую ампулу, содержащую небольшое количество треххлористого бора. Кварцевая ампула подвергается нагреву при температуре порядка 1000°C в течение примерно 10 мин. Часть треххлористого бора разлагается и на поверхности кремния образуется свободный бор; атомы бора диффундируют внутрь и образуют очень тонкий поверхностный слой кремния с большой концентрацией бора и сильной проводимостью p -типа. Таким образом, под самой поверхностью кремния, на всем ее протяжении, образуется $(p-n)$ -переход.

Рис. 18 иллюстрирует способ осуществления электрического контакта с таким переходом: с одной из сторон пластинки срезается p -слой и один из контактов присоединяется к обнаженной поверхности n -кремния, а другой—к слою p -типа.

Хотя p -слой очень тонок, проводимость его так велика, что контакта в одной точке достаточно, чтобы подать напряжение на весь слой.

Такие диффузионные $(p-n)$ -переходы в кремнии имеют выдающиеся свойства. Они чрезвычайно активны в фотоэлектрическом отношении и используются в солнечных батареях. Они обладают также выпрямительными свойствами.

В следующем разделе я опишу некоторые из этих свойств.

§ 5. ДИФФУЗИОННЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ $(p-n)$ -ПЕРЕХОДЫ

То, что диффузионные $(p-n)$ -переходы в кремнии лежат чрезвычайно близко к поверхности, делает очень эффективным их использование для превращения световой энергии в электрическую^{29, 30}. С другой стороны, применение их выгодно потому, что потенциальный барьер при тепловом равновесии у кремния выше, чем у германия.

Рассмотрим сначала значение малой глубины перехода или, вернее, малой толщины поверхностного p -слоя. Большая часть света, падающего на поверхность и имеющего энергию, достаточную для образования электронно-дырочных пар, поглощается в слое, толщина которого меньше, чем 10^{-3} см. Поэтому большинство созданных светом пар будет находиться в поверхностном слое толщиной около 10^{-4} см. Это расстояние так мало, что неосновные носители имеют возможность достичь $(p-n)$ -перехода,

прежде чем они рекомбинируют с основными носителями на центрах рекомбинации. Достигнув перехода, неосновные носители пересекают его, увлекаемые электрическим полем, соответствующим тепловому равновесию. В итоге каждому фотону, поглощенному р-областью, соответствует переход электрона из р-области в п-область, а каждому фотону, поглощенному п-областью, — переход дырки из п-области в р-область. В обоих случаях конечный результат одинаков и состоит в том, что электронно-дырочная пара разделяется полем на переходе так, что электрон оказывается на п-стороне, а дырка на р-стороне перехода.

Фототок, возникающий вследствие разделения пар, создает падение напряжения в прямом направлении, которое растет до тех пор, пока ток противоположного знака, вызываемый этим падением напряжения, не станет равным фототоку. Так как потенциальный барьер в кремнии выше, чем в германии, то очевидно, что в случае кремния можно получить большее прямое напряжение. Экспериментально обнаружено, что облучение кремниевого (р—п)-перехода солнечным светом создает в прямом направлении потенциал около 0,5 в, прежде чем прямой ток скомпенсирует фототок. Если (р—п)-переход закорочен через амперметр, то оказывается, что солнечный свет создает ток, равный приблизительно 60 ма/см^2 . При согласовании с нагрузкой такой переход дает разность потенциалов около 0,3 в и выход по мощности около $0,1 \text{ вт/см}^2$.

Таким образом, квадратный метр (р—п)-перехода, освещенный ярким солнечным светом, даст выходную мощность 100 вт. Полное количество солнечной энергии, падающей на квадратный метр, равно приблизительно 1 квт, так что диффузионный кремниевый (р—п)-переход превращает солнечную энергию в полезную электрическую энергию с к.п.д., равным 10%.

С опытными образцами таких переходов получены к.п.д. до 12%. Такой к.п.д. приблизительно в 10 раз больше, чем любой известный ранее для преобразователей солнечной энергии в электрическую. Он, конечно, гораздо выше, чем к.п.д. косвенных процессов, основанных на биологическом действии солнца, таких, как выращивание растений с помощью солнечного света с последующим использованием их в качестве топлива в машинах. Еще не ясно, будет ли солнечная энергия пригодна для получения больших уровней мощности, так как многое зависит от конкуренции, создаваемой атомной энергией и ископаемым топливом. Однако вероятно, что для некоторых ограниченных по мощности применений солнечная батарея будет действительно полезным устройством.

Одно из первых опытных применений ее намечено на лето 1955 г. На телефонном столбе будет укреплена солнечная батарея, составленная из множества кремниевых дисков и соединенная с аккумуляторной батареей, использующейся для питания транзисторного усилителя (усилителя на кристаллических триодах). Устройство намечается использовать в сельских местностях вместо питающих линий. Было бы невыгодно применять солнечную батарею для питания усилителя на вакуумных лампах, так как из-за малого к.п.д. лампы потребляют большую мощность. Прибор сконструирован так, что солнечная батарея остается заряженной, если солнце светит хотя бы 15 час. в неделю*).

Малая толщина слоев, достижимая в диффузионных кремниевых переходах, в сочетании с большой шириной запрещенной зоны делает кремниевые диоды хорошими выпрямителями для высоких уровней мощности. Например, два диска кремния около 1 см диаметром, соединенных последовательно, образуют однополупериодный выпрямитель, который легко

*) Такая солнечная батарея была изготовлена, и испытание ее дало хорошие результаты. *Прим. перев.*

дает 300 *вт* однополупериодной выпрямленной мощности, работая прямо от линии напряжения 230 *в*. При этом обратное напряжение на каждом из выпрямителей составляет 200 *в*. Кроме того, даже при такой высокой температуре, как 250° С, обратное сопротивление этих диодов остается столь большим, что потеря мощности в них во время обратного цикла не очень велика. Таким образом, можно изготавливать мощные выпрямители значительно меньшего размера и с меньшими требованиями к отводу тепла, чем доступные прежде.

§ 6. ТРИОД С (p—n)-ПЕРЕХОДАМИ ^{12, 31, 32}

Простейшим из триодов, если их рассматривать как полупроводники с пространственным изменением химического состава, является триод с (p—n)-переходами. В своей основной роли—усилительного устройства—триод с (p—n)-переходами обнаруживает большое сходство с вакуумным триодом.

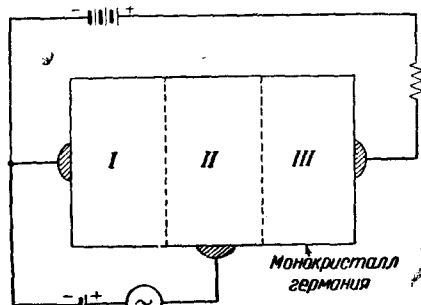


Рис. 19. Строение триода с (p—n)-переходами и схема включения его при работе в режиме усиления: I, III—области германия с большим содержанием Sb; II—область германия с большим содержанием Ga.

На рис. 19 изображен триод с (p—n)-переходами, включенный по схеме усиления. Триод представляет собой пластинку германия p-типа, заключенную между двумя слоями n-германия. Контакты с этими тремя слоями делаются невыпрямляющими. В рабочих условиях правая n-область, называемая коллектором, заряжается положительно, так что она притягивает электроны. В результате возникает обратное смещение между ней и центральной областью или базой.

Ток, текущий через переход, на который подано обратное смещение, может управляться входным сигналом, приложенным между базовым слоем и левой n-областью, которая называется эмиттером. Напряжение на эмиттерном (p—n)-переходе, как это подробнее будет показано в дальнейшем, регулирует ток электронов в базу. Фактически эмиттерный переход действует как область катод—сетка вакуумной лампы. Электроны, входящие в базу, могут путем диффузии достичь коллектора (вероятность этого процесса велика), и поэтому ток электронов от эмиттера к коллектору можно менять, меняя напряжение на переходе эмиттер—база. Это очень сходно с управлением током электронов от катода к аноду в вакуумной лампе.

Триоды с (p—n)-переходами могут быть изготовлены множеством способов. В установке для вытягивания нужное распределение примесей может быть получено с помощью методов, подобных тем, какие используются при получении (p—n)-перехода. При выращивании кристалла из расплава, содержащего сурьму, в расплав вводится примесь индия, а несколько секунд спустя—примесь сурьмы. Часть кристалла, выращенная в отрезок времени между введением добавок, обогащена индием и является областью p-типа. Вторая добавка перекрывает влияние индия и образующийся в последующем кристалл снова имеет проводимость n-типа. Такой монокристалл можно разрезать на небольшие заготовки и присоединить к ним вводы. На пути от выращивания кристалла к созданию компактного стабильного транзистора имеется ряд технологических операций. Я не буду рассматривать их в этой лекции.

Другой метод создания триодов этого типа исходит из тонкой пластинки германия, которая играет роль р-области. На эту пластинку помещается небольшое количество донорной примеси. Затем пластинка и примесь нагреваются до такой температуры, что примесь плавится и растворяет часть германия. При последующем охлаждении расплава германий осаждается из него и рекристаллизуется на поверхности базы. Рекристаллизующийся германий уносит с собой часть донорных атомов из расплава, и поэтому образуется п-область. При изготовлении триода добавки помещаются с обеих сторон тонкой пластинки и устанавливаются определенные ограничения степени растворения германия с каждой из сторон. Этот способ послужил для создания большей, если не подавляющей, части изготовленных на сегодня триодов.

Механизм работы триода с (р—п)-переходами с точки зрения движения электронов иллюстрирует рис. 20. Здесь изображено изменение потенциальной энергии электрона вдоль направления от эмиттера к коллектору в триоде, включенном в цепь так, как это показано на рис. 19. Запорное напряжение на коллекторе создает большое падение потенциальной энергии в правой части рисунка. Переменный потенциал эмиттера изменяет высоту барьера у эмиттера и таким образом меняет диффузионный ток электронов в базу. Базовый слой очень тонок и содержит очень мало центров рекомбинации.

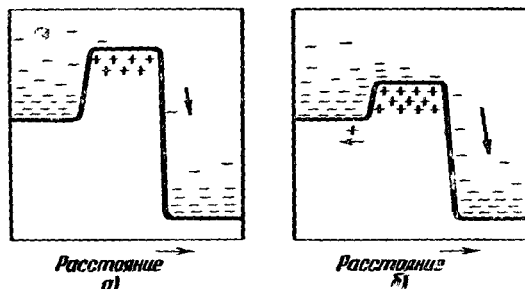


Рис. 20. Потенциальная энергия электрона в триоде (п—р—п)-типа при двух различных напряжениях на эмиттере. В случае б прямое напряжение больше, чем в случае а.

Следовательно, вероятность того, что электрон продиффундирует через базовый слой и достигнет коллектора, много больше, чем вероятность рекомбинации с дыркой на центре рекомбинации в базовом слое. В хороших триодах ток электронов через базу к коллектору может превосходить ток рекомбинации в базе более чем в 100 раз. Это означает, что входной ток, текущий к базовому слою через базовый ввод, может управлять в 100 раз большим выходным током, текущим к коллектору. Хотя это положение и не так идеально, как в вакуумном триоде, где сеточный ток еще меньше в сравнении с анодным, тем не менее триод с (р—п)-переходами является очень эффективным усилителем.

В отношении потребления питания триод с (р—п)-переходами значительно превосходит любую вакуумную лампу, так как он полностью достигает рабочего режима при подаче таких малых напряжений, как 0,05—0,1 в. При этих напряжениях высота потенциального барьера у коллектора (рис. 20) в несколько раз превышает тепловой барьер ($kT/q=0,025$ в). вследствие этого любой электрон, достигший коллектора, соскальзывает вниз и вероятность его возвращения пренебрежимо мала. Триод с (р—п)-переходами имеет почти идеальную пентодную характеристику в режиме насыщения коллектора. Это следует из тех же самых соображений, что и хорошая работа триода при малых напряжениях на коллекторе. В некоторых триодах с (р—п)-переходами при изменении напряжения на коллекторе в 100 раз и больше, скажем от 0,1 до 10 в, имеют место пренебрежимо малые изменения тока.

Триод с (р—п)-переходами, изображенный на рис. 19 и 20, лишь один представитель большой семьи транзисторов. Вариацией этого вида

транзисторов являются (р—п—і—р) -и (п—р—і—п)-триоды, сконструированные специально для уменьшения емкости между коллектором и базой. Так называемый тетрод с (р—п)-переходами—специальный вид транзистора, в котором ток регулируется таким образом, чтобы он тек лишь в небольшой области базы. Транзисторы подобных типов используются в колебательных контурах при частотах, достигающих 1000 мц.

Заканчивая этот раздел, я хотел бы указать, что триод с (р—п)-переходами более гибок в отношении мощности, чем вакуумные лампы. Это очень важно, так как означает, что триод можно эффективно использовать в тех случаях, когда усиливаемая мощность значительно меньше, чем ток накала наиболее эффективных вакуумных ламп. Возможность работы на очень малой мощности объясняется малостью рабочего напряжения транзистора и тем, что из-за небольшого размера базы и возможности достижения высокой степени очистки ток, связанный с генерацией носителей на центрах рекомбинации, может быть сделан меньше микроампера.

Поэтому можно изготовить триод, который будет давать усиление при входной мощности, меньшей чем микроватт. Однако тот же триод может работать при напряжениях, достигающих 10 в, и токах порядка 10 ма. Таким образом, охватываемые им мощности могут отличаться в 100 000 раз. Это показывает, что ассортимент кристаллических триодов, по-видимому, будет менее разнообразным, чем ассортимент вакуумных ламп.

§ 7. ПРОМЫШЛЕННОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

В США освоены две большие области применения кристаллических триодов: слуховые аппараты и портативные радиоприемники. В общем, в стране имеется несколько больше миллиона слуховых аппаратов. Примерно одна треть их конструируется сейчас в расчете на кристаллические триоды и использует более миллиона таких триодов. При производстве большей части триодов с (р—п)-переходами применяется метод впаивания примесей. Следующим по распространенности является метод двойного введения примесей при вытягивании кристалла из расплава. Кристаллический триод при использовании его в слуховых аппаратах имеет преимущества перед вакуумной лампой, так как он не требует накала нити. Кроме того, рабочее напряжение на коллекторе такого триода может быть значительно меньше, чем анодный потенциал вакуумной лампы слуховых аппаратов. Поэтому у слуховых аппаратов на кристаллических триодах замена батарей производится значительно реже и сами батареи менее дорог. Подсчитано, что когда слуховые аппараты будут полностью переведены на кристаллические триоды, то их владельцы (в США) получат выигрыш от ежегодной экономии в расходах на батареи в размере примерно 50 м долларов.

Имеющийся опыт показывает, что кристаллические триоды надежнее работают в слуховых аппаратах и, по-видимому, требуют менее частой замены, чем вакуумные лампы.

В настоящее время появилось, по крайней мере, два типа портативных радиоприемников, использующих кристаллические триоды. Первый из них—это наименьший по размерам среди выпускаемых промышленно приемников. Он имеет четыре триода и 22½-вольтовую батарею питания и может работать на одной батарее в течение примерно 30 час. Вторая модель имеет значительно больший динамик и сравнима по громкости с ламповыми приемниками. Ее четыре 1½-вольтовые батарейки от карманного фонаря обеспечивают работу в течение 500 час. Этот приемник и таким образом, в сравнении с любым ламповым портативным радиопри-

ником, то преимущество, что не требует частой замены батарей и сами эти батареи общедоступного типа.

Некоторые выводы о потенциальных возможностях применения кристаллических триодов позволяет сделать рассмотрение рис. 21 и 22. Рис. 21 показывает годовое производство вакуумных ламп, начиная со времени их изобретения. В год изобретения была изготовлена одна вакуумная лампа. Данные о ежегодном производстве, вплоть до 1915 г., трудно почерпнуть из литературы. Поэтому источником моей информации был изобретатель первой лампы д-р Форест. Число кристаллических триодов, изготавливаемых в настоящее время, лежит между 1 и 10 млн. в год, и таким образом, соответствует производству вакуумных ламп в 1920 г.

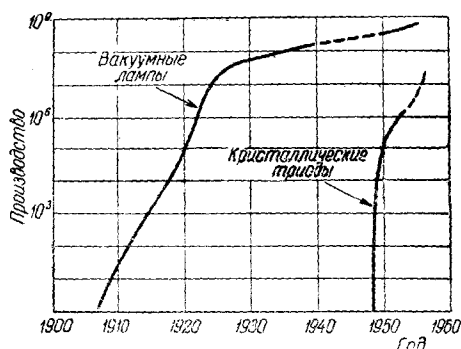


Рис. 21. Годовое производство кристаллических триодов и вакуумных ламп.

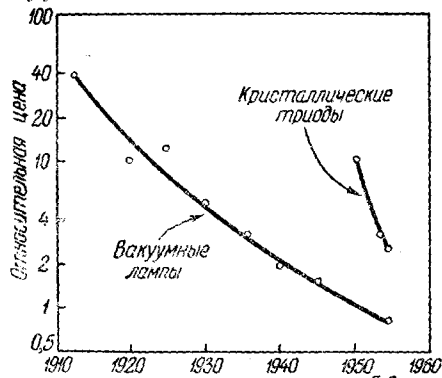


Рис. 22. Стоимость кристаллических триодов и вакуумных ламп в зависимости от времени.

Стоимость вакуумных ламп год за годом неуклонно снижалась. В то же время заработная плата в промышленности увеличивалась. Чтобы отразить рост эффективности производства вакуумных ламп, на рис. 22 их цена выражается в цене одного часа труда рабочего. Видно, что цена кристаллических триодов в этом выражении падает очень быстро. (Для сравнения взята розничная цена самого дешевого из триодов с (p—n)-переходами.)

Можно ожидать, что цена триодов сравняется с ценой вакуумных ламп примерно в 1956 или 1957 гг., после чего должен последовать бурный рост производства триодов. Такая динамика развития объясняется следующим: когда кристаллические триоды станут дешевле, чем вакуумные лампы, они заменят последние во многих областях их применения, при этом производство триодов резко возрастет. Заметим опять, что это производство соответствует сейчас производству вакуумных ламп в 1920 г. и что стоимость вакуумных ламп упала в 10 раз за промежуток времени с 1920 г. о наших дней. Поэтому можно думать, что при сильном увеличении производства триодов цены на них быстро упадут и упадут, быть может, 10 раз, когда уровень производства триодов сравняется с уровнем производства вакуумных ламп.

Таким образом, следует ожидать очень быстрого роста производства кристаллических триодов, начиная примерно с 1956 г., когда, по ожиданиям, цена их станет меньше цены вакуумных ламп.

§ 8. ПОСЛЕДНИЕ ДОСТИЖЕНИЯ ФИЗИКИ ТРАНЗИСТОРОВ

Понимание основных физических свойств полупроводников развивалось в соответствии с ростом практических применений. Для описания этого прогресса с надлежащей точностью я должен был бы рассмотреть

большое количество новых понятий значительно подробнее, чем это было нужно при рассмотрении пяти основных видов дефектов. Однако в данном случае точность в отношении теоретических тонкостей менее важна, чем создание правильного представления о разнообразии эффектов и степени их изученности.

Степень изученности определяется количественной разработкой вопроса и во многих случаях связана с взаимодействием дефектов. В частности, измерены величины, характеризующие некоторые черты взаимодействия дырок и электронов с донорами, акцепторами и центрами рекомбинации.

Для рассмотрения способов осуществления и интерпретации этих измерений было бы необходимо углубиться в детали больше, чем это возможно практически в данной лекции: однако значение их легко оценить по

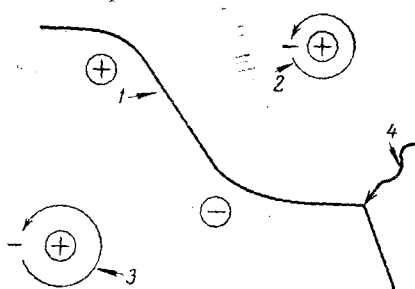


Рис. 23. Некоторые наиболее существенные виды взаимодействия дефектов: 1—траектория свободного электрона, 2—связанный электрон, 3—возбужденный электрон, 4—фон.

большому числу полученных с их помощью новых данных.

Для иллюстрации приведу несколько примеров. Некоторые из наиболее важных изученных взаимодействий представлены на рис. 23: это взаимодействия электрона с донорными и акцепторными центрами. Аналогичные эффекты наблюдаются и для дырок, а электроны могут также взаимодействовать с другими дефектами, не изображенными на рис. 23.

В общем, для электрона в присутствии доноров возможны два класса состояний. Электрон может быть либо свободным, т. е. не прикрепленным к какому-либо конкретному донору

либо связанным, когда его поведение сходно с поведением электрона в атоме. Электрон может находиться в состоянии наиболее прочной связи, изображенном в верхней части рисунка, или же в возбужденном состоянии, когда он имеет несколько большую энергию. В случае атомо переходы из нижнего энергетического состояния в возбужденное связаны с поглощением, а переходы из возбужденных состояний в более низкие—с испусканием излучения. Аналогичные явления имеют место и в случаях, когда электроны в полупроводнике связаны с донорами. С помощью этих явлений можно определить разность энергий, соответствующих этим состояниям.

Если электрон свободно движется в кристалле, то его траектория будет искривляться в результате ускорения, вызванного электрическими силами, действующими на него со стороны положительно заряженных доноров. На него могут действовать также и акцепторы, в этом случае будут силы отталкивания. На рис. 23 показано, как эти взаимодействия могут искривить траекторию электрона. Такие взаимодействия оказывают влияние на движение электрона в кристалле и увеличивают электрическое сопротивление. Электрическое сопротивление будет также возрастать в результате взаимодействия электрона с тепловыми колебаниями атома кристалла.

Тепловые колебания удобнее рассматривать как звуковые волны, распространяющиеся в кристалле. Они квантованы так же, как электромагнитные волны. Каждый квант звуковой волны несет известное количество энергии, равное произведению постоянной Планка на частоту колебаний, точно так же, как в случае света. Квант энергии тепл

колебаний кристалла называется фононом. Фонон может столкнуться с электроном, передать ему свою энергию и, таким образом, оказаться поглощенным. В результате этого траектория электронов искривляется. Возможно и обратное явление, когда электрон испускает фонон и изменяет направление своего движения. Оба эти процесса увеличивают электрическое сопротивление образца, так как такие столкновения ведут к нарушению согласованности движения электронов в электрическом поле. Такое взаимодействие также изображено схематично на рис. 23.

При рассмотрении одного из наиболее важных способов определения энергии связи электронов и доноров воспользуемся в качестве иллюстрации рис. 24, на котором изображена часть образца германия, содержащая пять доноров и два акцептора. На рисунках показано равновесное распределение электронов и дырок при нескольких различных температурах. Изображенный участок кристалла соответствует типичному образцу германия.

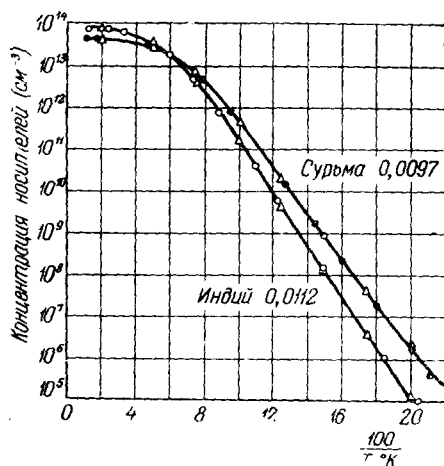


Рис. 25. Метод определения энергии связи донорных и акцепторных примесей по зависимости концентрации соответствующих носителей от температуры.

По мере повышения температуры тепловое движение время от времени освобождает отдельные электроны, которые затем движутся в кристалле, пока они не будут захвачены каким-либо другим донором. В условиях теплового равновесия некоторая часть электронов будет связана, а некоторая часть свободна. При температуре жидкого воздуха свободными являются приблизительно две трети электронов*). При высоких температурах концентрация носителей согласно закону действующих масс настолько

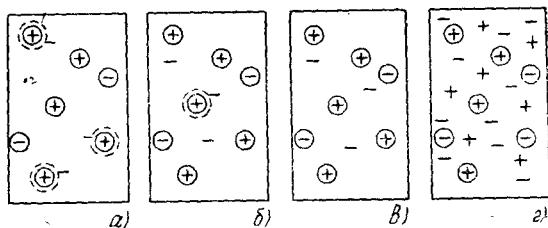


Рис. 24. Изменение концентрации носителей в образце n-типа, содержащем наряду с донорами и акцепторы в зависимости от температуры: а—при абсолютном нуле; б—при температуре жидкого азота; в—при комнатной температуре; г—при высокой температуре.

При комнатной температуре все обстоит так, как об этом говорилось ранее. Условие электрической нейтральности удовлетворяется, и так как образец n-типа, то плотность электронов много больше, чем плотность дырок. Рисунок относится лишь к малой части кристалла и концентрация дырок так мала, что на изображенном участке не встречаются дырки. При очень низких температурах тепловое возбуждение недостаточно, чтобы сорвать электроны с доноров, и поэтому электроны, связанные с донорами, находятся в нижнем энергетическом состоянии. Это положение соответствует абсолютному нулю температуры.

*) Это замечание основано на ошибочном выборе масштаба в работе ³³. При 7° и 293° К концентрации носителей в примесном Ge отличаются мало. Замечание верно для 7,7° К. Прим. пер.

больше той, которая связана с введением примесей, что влияние примесей перестает быть важным и дело обстоит так же, как в чистом образце; наступает собственная проводимость.

В закон, определяющий долю электронов, сорванных с доноров при данной температуре, входит фактор Больцмана примерно так же, как в произведение концентраций электронов и дырок. Однако здесь в фактор Больцмана входит не энергия образования электронно-дырочных пар, а та энергия, которая требуется, чтобы освободить электрон из самого нижнего энергетического состояния атома донора, т. е. энергия, необходимая для ионизации одного из нейтральных доноров, изображенных на рис. 24. Согласно такому виду фактора Больцмана концентрация свободных электронов меняется приблизительно так же, как $e^{-W_B/kT}$, где W_B —энергия связи или ионизации донора. Вследствие этого при построении графика зависимости логарифма плотности электронов от $1/T$ должна получиться прямая линия с наклоном $-W_B/kT$. На рис. 25 приведены некоторые экспериментальные данные, полученные для двух германиевых образцов³³.

Концентрации электронов для образца с добавкой сурьмы и образца с примесью индия отложены в логарифмическом масштабе по оси ординат, а обратная температура—по оси абсцисс. Приведены как экспериментальные, так и теоретические данные.

Теоретические значения получены при подстановке в фактор Больцмана в качестве энергии связи 0,0097 эв для сурьмы (донорная примесь) и 0,0112 эв для индия (акцепторная примесь). В расчет включены другие уточнения, связанные с медленно меняющимися факторами. Видно, что при более низких температурах данные хорошо представляются прямыми линиями, что соответствует предсказанию, сделанному выше. Следует заметить, что полученные данные охватывают огромную область концентрации: плотность дырок в образце с добавкой индия меняется в 10^9 раз при изменении температуры от комнатной до 50° К.

Для того чтобы получить концентрации носителей в образце, изображенном на рис. 24, из экспериментальных данных, необходимо измерять не только электропроводность образцов, но и другую величину, которая называется постоянной Холла. Постоянная Холла измеряется при помещении образца в магнитное поле, перпендикулярное к направлению тока носителей. Такое магнитное поле стремится отклонить носители тока к той или другой боковой стороне образца в зависимости от знака заряда носителей, направления дрейфа в электрическом поле и направления магнитного поля.

В результате такого «бокового дрейфа» на поверхностях образца появляются электрические заряды и возникает компенсирующее поперечное электрическое поле, которое можно измерить, поместив электроды на противоположных сторонах образца. С помощью теории эффекта Холла можно вычислить значения концентрации и подвижность носителей тока из измерений постоянной Холла и проводимости образца. В интерпретации таких данных остаются некоторые нерешенные теоретические вопросы, но это вносит неточности, которые малы в сравнении с наблюдаемыми эффектами. В результате в настоящее время считается, что величины энергии связи вычисленные таким путем, являются верными с точностью до нескольких процентов.

Промерены образцы германия и кремния с большим числом различных акцепторных и донорных примесей. Энергии тепловой ионизации (или связи) этих примесей приведены в табл. III³⁴. Как видно из таблиц четыре трехвалентных элемента являются акцепторами и в кремнии и в германии; четыре пятивалентных элемента являются донорами. Случай лития—особенный случай: атомы лития очень легко диффундируют

и в кремнии, и в германии, и предполагается, что они не замещают атомы германия, а занимают промежуточные положения между нормальными заполненными узлами. Литий—одновалентный элемент, его атомы имеют

Т а б л и ц а III
Энергия ионизации примесей

	Примесь	Энергия ионизации, эв	
		германий	кремний
Группа III (акцепторы)	Бор	0,0104	0,045
	Алюминий	0,0102	0,057
	Галлий	0,0108	0,065
	Индий	0,0112	0,0160
Группа V (доноры)	Фосфор	0,0120	0,044
	Мышьяк	0,0127	0,049
	Сурьма	0,0096	0,039
	Висмут	—	0,067
	Литий	0,0093	0,033

один слабо связанный электрон. Этот электрон, очевидно, становится свободным, оставляя положительно заряженный ион лития. Таким образом, литий является донором.

Поведение других элементов периодической системы несколько более сложно. Величины, характеризующие свойства нескольких элементов, приведены в табл. IV. В некоторых случаях дано несколько значений энергии. Неясно, соответствуют ли они нескольким состояниям ионизации одного вида центров или нескольким различным видам центров, создаваемых одной примесью.

Т а б л и ц а IV
Энергия ионизации и сечение захвата
различных примесей в германии и кремнии

Примесь		Энергия ионизации, эв		Сечение захвата, Å ²	
		$W_e - W$	$W - W_v$	дырки	электроны
Германий	Группа III	—	~0,01	<0,1	<0,1
	Группа V	~0,01	—	<0,1	<0,1
	Никель	0,30	0,22	>40	0,8
	Медь		{ 0,040	1,0	0,1
			{ 0,25		
	Золото	0,20	0,15		
	Железо	0,27	0,34		
	Кобальт	0,31	0,25		
	Цинк		0,029		
	Платина		0,040		
Кремний	Группа III	0,03—0,07	0,04—0,16		
	Группа V				
	Золото	0,3	0,39		
	Цинк		{ (0,092)?		
			{ (0,3)?		
	Тепловая обра- ботка	{ 0,033			
		{ 0,123			
		{ 0,3			

В германии никель является активным центром рекомбинации и, по-видимому, является акцептором с энергией связи дырки, равной $0,25 \text{ эв}^{35}$. Величины, характеризующие никель как центр рекомбинации, также приведены в табл. IV. Если атом никеля при комнатной температуре заряжен отрицательно, то его способность к захвату дырок определяется сечением захвата, которое превосходит 40 \AA^2 . Смысл этой величины заключается в следующем. Если атом никеля заряжен отрицательно, то дырка, проходящая на некотором расстоянии мимо него, окажется связанной. Это расстояние таково, что если начертить круг с радиусом, равным

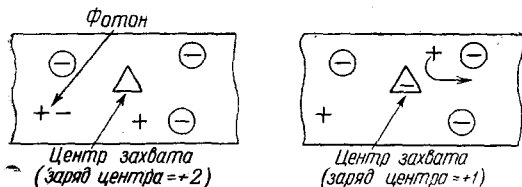


Рис. 26. Предполагаемое поведение центров захвата в кремнии.

этому расстоянию, то площадь этого круга будет равна приблизительно 40 \AA^2 (1 \AA равен 10^{-8} см , т. е. приблизительно диаметру водородного атома). Однако если атом никеля захватил дырку и стал электрически нейтральным, его способность к захвату электрона определяется величиной $0,8 \text{ \AA}^2$. Никель как ловушка более эффективен в образцах п-типа, чем в р-образцах. Это заключение вытекает из того, что в образцах п-типа атомы никеля будут, в основном, отрицательно заряженными и поэтому, так сказать, «настроенными» ловушками, готовыми к захвату дырок, тогда как в образцах р-типа атомы никеля преимущественно нейтральны и не так эффективны в отношении захвата электронов. О том, что уже известно в отношении величин энергии связи и сечения захвата различных химических примесей, можно составить представление по табл. IV.

Нужно заметить, что работа эта далека от завершения и что среди значений энергии связи, найденных для активных центров в кремнии, имеются и такие, которые создаются тепловой обработкой. Когда составлялась таблица, подлинность этих примесей или дефектов еще не была установлена.

В кремнии выделяются и другие активные центры, для которых характерен процесс, называемый захватом³⁶. Гипотетическая модель центра захвата представлена на рис. 26, где изображен образец р-Si, содержащий (вначале) три акцепторных атома, одну дырку и один дефект, который, по предположению, обладает зарядом «+2». Пусть в этом образце поглощается фотон, создавая электронно-дырочную пару. Положительный заряд центра захвата приводит к быстрому захвату электрона. Однако и после захвата электрона центр захвата имеет полный заряд, равный «+1». Таким образом, он не является эффективным центром рекомбинации, так как после захвата электрона все еще имеет положительный заряд и отталкивает дырки. Пока электрон находится в центре захвата, электропроводность образца остается увеличенной по сравнению с равновесным значением из-за наличия лишней дырки, необходимой для компенсации изменения заряда центра захвата. Поэтому фотопроводимость, созданная светом, будет сохраняться, пока электрон остается в центре захвата. Присутствие таких центров в кремнии становится заметным, так как они приводят к большому увеличению постоянного времени в процессах фотопроводимости.

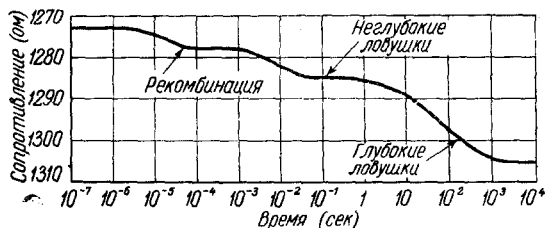


Рис. 27. Влияние процессов захвата на спад фотопроводимости в образцах кремния р-типа.

Некоторые данные, имеющие отношение к этому вопросу, представлены на рис. 27³⁶. Здесь приводится зависимость удельного сопротивления образца от времени, начиная с момента освещения его импульсом света с длительностью, меньшей 10^{-7} сек. Видно, что сразу после вспышки света удельное сопротивление ниже, а проводимость выше, чем при тепловом равновесии; равновесное значение устанавливается по прошествии примерно 10^{-4} сек. В течение первых 10^{-7} сек электронно-дырочные пары создаются светом и большое число электронов захватывается. Эта первая стадия протекает слишком быстро, чтобы ее можно было разрешить с помощью осциллографа. После выключения света имеет место небольшое изменение проводимости в течение нескольких микросекунд, затем вплоть до 10^{-4} сек происходит существенное падение проводимости вследствие рекомбинации электронов, которые не были захвачены на первом этапе. В интервале времени от 10^{-4} до 10^{-3} сек имеет место очень небольшое изменение фотопроводимости, после чего освобождается тепловым движением и рекомбинирует с дырками значительное число электронов, захваченных так называемыми неглубокими центрами захвата.

Около 50% ловушек этого типа освобождают электроны за время, равное примерно 10^{-2} сек. В результате, в течение первых 10^{-3} сек не происходит заметного опустошения неглубоких центров захвата, но они заметно опустошаются по истечении 10^{-1} сек. Дополнительная группа ловушек, которые называются глубокими ловушками, обнаруживает свое присутствие по прошествии примерно секунды. Проходит почти час, прежде чем все эти ловушки высвободят свои электроны и образец вернется в первоначальное состояние. Хотя энергии связи электронов в ловушках уже измерены и получены численные данные о некоторых других их свойствах, физическая или химическая природа этих ловушек еще неизвестна.

Последняя тема, которой я коснусь,—это наиболее важное из всех взаимодействий в физике транзисторов—взаимодействия электронов с идеальной решеткой. Движение электрона подчиняется волновому уравнению Шредингера, которое объединяет основные квантовомеханические законы, применимые к микрочастицам.

При движении в кристалле электрон подвергается действию больших сил притяжения атомными ядрами и отталкивания другими электронами. Эти силы вызывают интерференцию электронных волн, в результате чего электронные волны преломляются и распространяются в кристалле со скоростью, отличной от их скорости в вакууме. В первом приближении предполагается, что этот эффект преломления может быть описан посредством введения некоторого показателя преломления. Показатель преломления можно ввести в теорию, допустив, что электрон, движущийся в кристалле, ускоряется в электрическом поле не так, как он ускорялся бы, двигаясь в вакууме. Это различие можно объяснить, сказав, что электрон ведет себя так, как если бы он имел большую или меньшую инертную массу, чем та, которой он обладает в вакууме.

Последние теоретические и экспериментальные работы, относящиеся к германию и кремнию, показали, что описание взаимодействия электронов с идеальным кристаллом путем введения одной эффективной массы является слишком грубым приближением. Оказалось, что эффективная масса электрона зависит от направления и вида движения электрона в кристалле. В случае германия возможны четыре вида движения электрона. В одно из них электрон имеет большую массу при ускорении вдоль определенной оси кристалла и небольшую эффективную массу при ускорении под прямым углом к ней. Пока электрон сохраняет этот вид движения, его поведение в электрическом и магнитном полях можно предсказать, пользуясь эти двумя массами. Однако в результате взаимодействия с фононом электр

может совершить переход от этого вида движения к другому, для которого эффективная масса различна в различных направлениях.

Теоретическая возможность того, что электрон, движущийся в кристалле, может иметь различные виды движения и в каждом из этих движений обладать различными эффективными массами, соответствующими ускорению в различных направлениях, была известна уже много лет, но очевидное доказательство наличия этих эффектов, включающее измерение эффективных масс, получено лишь недавно. Эти новые достижения стали возможными с получением хороших монокристаллов кремния и германия. Новая методика основана на использовании высокочастотных электрических полей, низких температур и сильных магнитных полей³⁷.

Способ измерения эффективных масс схематически

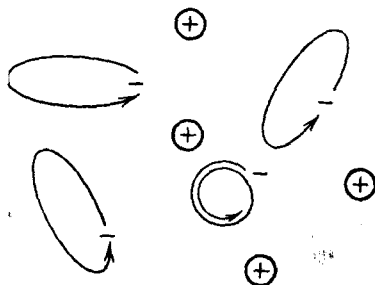


Рис. 28. Траектории носителей в магнитном поле для четырех видов движения в кристалле германия. Магнитное поле направлено вдоль пространственной диагонали кубической элементарной ячейки [111].

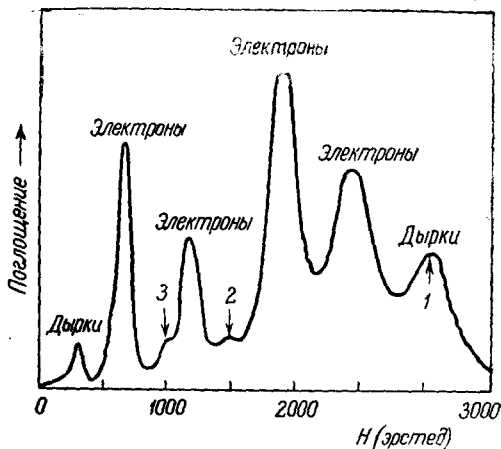


Рис. 29. Поглощение в образце германия, связанное с циклотронным резонансом.

иллюстрируется рис. 28, на котором изображены четыре электрона, движущихся при очень низкой температуре в образце германия n-типа. Предполагается, что магнитное поле, приложенное к образцу, направлено перпендикулярно к плоскости рисунка.

В случае одного из видов движения при некоторой ориентации электрон отклоняется магнитным полем вбок, причем магнитное поле во всех случаях действует на малую поперечную эффективную массу. Для других трех видов движения масса анизотропна в отношении действия магнитного поля. В этих случаях проекция электронной орбиты для каждого из видов движения суть эллипс и частота периодического движения меньше, чем круговая частота.

Траектории, изображенные на рис. 28, аналогичны круговым траекториям ионов в циклотроне. В циклотроне ион может поглощать энергию приложенного электрического поля, если частота движения иона в магнитном поле находится в резонансе с частотой электрического поля. То же самое может произойти и в полупроводнике, и это явление по аналогии называется «циклотронным резонансом».

Еще до выполнения экспериментов на основании теоретических соображений было ясно, что в образцах германия или кремния можно достичь таких экспериментальных условий, при которых электроны пройдут пути по циклотронным орбитам в несколько радиан, прежде чем будут рассеяны в результате взаимодействия с примесями и фононами. При этих

при величине магнитного поля, равной $1/2$ и $1/3$ величины поля, соответствующего основному резонансу дырок. Эти резонансные пики соответствуют гармоникам основного движения дырок и возникают вследствие того, что орбита не эллиптическая, а имеет составляющие движения, соответствующие более высоким гармоникам.

Очевидно, что метод циклотронного резонанса является чем-то вроде спектрального метода для основных взаимодействий электронов и дырок с идеальным кристаллом. В настоящее время он распространяется на другие полупроводники, что приведет к более полному представлению об основных взаимодействиях при движении электронов и дырок в кристалле, чем то, которое существовало до разработки этого метода.

Представление об уровне знаний, достигнутом в этой области, можно составить по табл. V, из которой видно, что получено большое число значений эффективных масс для электронов и дырок в германии и кремнии³⁹⁻⁴².

Возможные движения распадаются на четыре группы в случае Ge и на три в случае Si. Виды движения дырок несколько более сложны и для того, чтобы понять их особенности, следует обратиться к литературе. Во всех случаях в таблице величина m_0 означает массу свободного электрона. Из таблицы видно, что электроны в кристаллах в некоторых случаях ускоряются полем приблизительно в 12 раз легче, чем в вакууме, а в других случаях значительно менее легко.

§ 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой лекции я стремился показать, что транзисторы уже нашли и еще найдут множество полезных применений в электронике. Мне хотелось также продемонстрировать внутреннюю связь между физическими и химическими процессами в транзисторах и этими применениями и показать, что теория и применения в своем развитии здесь тесно связаны друг с другом.

В процессе работы над лекцией, обдумывая заключение, я наткнулся на следующие слова:

«Может быть уместно высказать здесь некоторые предположения о дальнейшем развитии электроники транзисторов. Те, кто интенсивно работал в этой области, вполне разделяют чувство большого оптимизма, испытываемое автором в отношении дальнейших возможностей, открывающихся перед этой областью физики полупроводников. Большинство работающих в этой области полагает, что открыта новая область электроники, сравнимая по своему значению со всей областью вакуумной и газоразрядной электроники. Уже сейчас разработано несколько типов транзисторов, а исследование ряда других типов доведено до такого состояния, что можно с полной уверенностью говорить об их дальнейшем практическом применении. Высказан также ряд новых идей, нуждающихся, правда, еще в соответствующей экспериментальной проверке.

Весьма возможно, что в дальнейшем будут сделаны непредвиденные в настоящее время открытия, основанные на явлении введения носителей тока, а также действия поля, эффекте Суля и на свойствах выпрямляющих переходов. Очень возможно, что по мере развития наших знаний о полупроводниках для практических целей будут использованы также новые, пока еще не изученные явления». Это было написано в 1950 г. в моей книге¹ в заключительном параграфе раздела, посвященного физике транзисторов. Думаю, что эти слова, справедливость которых подтверждена опытом последних пяти лет, останутся столь же верными и в течение следующего десятилетия.

условиях движение имело бы сравнительно высокий « Q -фактор» и резонанс был бы сравнительно резким. Такой резонанс происходит в микроволновой области и может наблюдаться при измерении поглощения в образце германия в полости волновода³⁸. При измерениях поддерживается фиксированная частота электромагнитного поля, а магнитное поле изменяется так, чтобы привести один за другим различные виды движения электрона в резонанс с колебаниями электромагнитного поля.

Пример циклотронного резонанса изображен на рис. 29. Здесь поглощение в германии отложено по оси ординат, а величина магнитного поля — по оси абсцисс. В рассматриваемом образце имелись и электроны и дырки. Следует отметить, что при данной ориентации магнитного поля каждому виду движения электрона соответствует различная эффективная масса, так что наблюдаются четыре резонанса. Следует отметить также, что для дырок наблюдаются два резонанса: один при очень малых магнитных полях, соответствующий очень малой эффективной массе, и другой при больших полях, соответствующий наибольшей эффективной массе дырок. Проводя измерения, подобные приведенным на рис. 29, и меняя направление магнитного поля, можно получить хорошо согласующиеся данные, по которым вычисляются величины эффективных масс для различных видов движения.

Таблица V

Эффективные массы

Электронны	Германий		Кремний	
	4 или 8 эллипсоидов		3 или 6 эллипсоидов	
M_1	1,57 m_0		0,98 m_0	
M_t	0,082 m_0		0,19 m_0	
M^*	0,12 m_0		0,26 m_0	
Дырки: $W = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \{ Ak^2 \pm \sqrt{Bk^4 + c(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2)} \}$				
A	+ 3,0		4,1	
B	8,7		1,4	
C	11,4		3,7	
Средняя масса	Подвижность *)	Плотность *) состояний	Подвижность *)	Плотность *) состояний
\overline{M}_h	0,31 m_0	0,36 m_0	0,49 m_0	0,53 m_0
\overline{M}_1	0,044 m_0	0,044 m_0	0,16 m_0	0,17 m_0
\overline{M}^*	0,25 m_0	0,37 m_0	0,38 m_0	0,59 m_0

*) Величины эффективных масс, приведенные в графах «Подвижность» и «Плотность состояний», отличаются тем, что первые связаны с дрейфовой, а вторые — с холловской подвижностью. Подробнее об этом см., например, ⁴¹. *Прим. перев.*

В некоторых случаях обнаружено, что описание с помощью продольной массы и поперечных масс недостаточно. Движение в таких случаях не эллиптическое, а по траектории соответствующей, скорее, розетке. Очевидное доказательство этого обнаружено также и для дырок. На рис. 29 видно, что кривая имеет два небольших пика, помеченных цифрами 2 и 3,

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Shockley, *Electrons and Holes in Semi-Conductors* (Van Nostrand, New York, 1950); в русск. перев. под. ред. В. П. Жузе «Теория электронных полупроводников», 1953.
2. K. Lark-Horowitz, *The New Electronics The Present State of Physics: American associatation for the Advancement of Science*, Washington, 1954.
3. E. W. Herold, J. Franklin, *Inst.* **259**, 87 (1955).
4. E. Spenke, *Elektronische Halbleiter*, Springer, Berlin, 1955.
5. *Physika* **20**, 801 (1954).
6. *Proc. Inst. Radio Eng.* **40**, 1283 (1952).
7. J. H. Scaff, H. C. Theurer and E. E. Schumacher, *Trans. Amer. Inst. Mining Eng.* **185**, 383 (1949).
8. J. Bardeen and W. H. Brattain, *Phys. Rev.* **74**, 230 (1948).
9. J. R. Haynes and W. Shockley, *Phys. Rev.* **75**, 691 (1949).
10. M. B. Prince, *Phys. Rev.* **92**, 861 (1953); **93**, 1204 (1954).
11. *Phys. Rev.* **88**, 1368 (1952).
12. W. Shockley, *Bell System Techn. J.* **28**, 435 (1949).
13. F. S. Goucher, G. L. Pearson, M. Sparks, G. K. Teal and W. Shockley, *Phys. Rev.* **81**, 637 (1951).
14. W. G. Pfann, *Trans. Amer. Inst. Mining. Eng.* **194**, 747 (1952).
15. W. G. Pfann and K. M. Olsen, *Phys. Rev.* **89**, 322 (1953).
16. W. G. Pfann and K. M. Olsen, *Bell Laboratories Record.* **33**, 201 (1955).
17. G. K. Teal and J. B. Little, *Phys. Rev.* **78**, 647 (1950).
18. J. M. Burgers, *Proc. Phys. Soc.* **52**, 23 (1940).
19. J. M. Burgers, *Proc. Kon. Nederl. Akad.* **42**, 293 (1939).
20. W. L. Bragg, *Proc. Phys. Soc.* **52**, 54 (1940).
21. F. L. Vogel, W. G. Pfann, H. E. Corey and E. E. Thomas, *Phys. Rev.* **90**, 489 (1953).
22. W. Shockley and W. T. Read, *Phys. Rev.* **75**, 692 (1949).
23. G. K. Teal, M. Sparks and E. Buchler, *Phys. Rev.* **81**, 637 (1951).
24. R. N. Hall and W. C. Dunlap, *Phys. Rev.* **80**, 467 (1950).
25. R. N. Hall, *Proc. Inst. Radio Eng.* **40**, 1512 (1952).
26. J. S. Saby, *Proc. Inst. Radio Eng.* **40**, 1358 (1952).
27. C. S. Fuller and J. A. Ditzenberger, *J. appl. Phys.* **25**, 1439 (1954).
28. G. L. Pearson and C. S. Fuller, *Proc. Inst. Radio Eng.* **42**, 760 (1954).
29. D. M. Chapin, C. S. Fuller and G. L. Pearson, *J. Appl. Phys.* **25**, 676 (1954).
30. D. M. Chapin, C. S. Fuller and G. L. Pearson, *Bell Laboratories Record* **33**, 241 (1955).
31. W. Shockley, M. Sparks and G. K. Teal, *Phys. Rev.* **83**, 151 (1951).
32. W. J. Pietenpol and R. L. Wallace, *Proc. Inst. Radio Eng.* **39**, 753 (1951).
33. T. H. Geballe and F. J. Morin, *Phys. Rev.* **95**, 1085 (1954).
34. F. J. Morin, J. P. Maita, R. G. Shulman and N. B. Hannay, *Phys. Rev.* **96**, 833 (1954).
35. J. A. Burton, *Physica* **20**, 845 (1954).
36. J. A. Hornbeck and J. R. Haynes, *Phys. Rev.* **97**, 311 (1955).
37. W. Shockley, *Phys. Rev.* **91**, 215 (1953).
38. G. Dresselhaus, A. F. Kip and C. Kittel, *Phys. Rev.* **92**, 827 (1953).
39. R. N. Dexter, B. Lax, A. F. Kip and G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **96**, 222 (1954).
40. R. N. Dexter and B. Lax, *Phys. Rev.* **96**, 223 (1954).
41. B. Lax and J. G. Mavroides, *Phys. Rev.* **100**, 1650 (1955).
42. R. N. Dexter, H. J. Zeiger and B. Lax, *Phys. Rev.* **95**, 557 (1954).